

Série A, n°
N° d'ordre :

C.N.R.S.
N° d'ordre
AO 4662

646

THÈSES

PRESENTEES

**A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY
UNIVERSITÉ DE PARIS**

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES-PHYSIQUES

PAR

Tchiu-Pung YIOU

" Recherche des résonances lourdes dans les interactions
 $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-(\pi^0)$ à 3,6 GeV. "

Soutenues le 22.5.1970 devant la Commission d'examen

MM. R. NATAF

Président.

J. TEILLAC
Mme J. LABERRIGUE-FROLOW
MM. P. LEHMANN
CHAN Hong-Mo
B.R. FRENCH

} Examineurs.

Série A, n°
N° d'ordre :

646

C.N.R.S.
N° d'ordre
AO 4662

THÈSES

PRESENTEES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY
UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES-PHYSIQUES

PAR

Tchiu-Pung YIOU

" Recherche des résonances lourdes dans les interactions
 $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-(\pi^0)$ à 3,6 GeV. "

Soutenues le 22.5.1970 devant la Commission d'examen

MM. R. NATAF

Président.

J. TEILLAC
Mme J. LABERRIGUE-FROLOW
MM. P. LEHMANN
CHAN Hong-Mo
B.R. FRENCH

} Examineurs.



R E M E R C I E M E N T S

Je prie Monsieur le Professeur J. TEILLAC de trouver ici l'expression de ma profonde gratitude. Je lui suis reconnaissant de m'avoir accueilli dans son laboratoire où j'ai eu la possibilité de m'initier au travail de recherche dans d'excellentes conditions.

Je tiens à assurer ma gratitude à Monsieur le Professeur R. NATAF qui m'a prodigué son enseignement et pour les discussions hautement instructives qu'il a bien voulu m'accorder en de nombreuses occasions.

J'exprime ma vive reconnaissance à Madame J. LABERRIGUE-FROLOW qui a suivi très attentivement l'évolution de cette étude. Je la remercie très sincèrement pour les conseils et les encouragements qu'elle m'a donnés fréquemment et pour la très grande confiance qu'elle m'a témoignée.

Je remercie bien sincèrement J. DEBRAY et Ch. DE LA VAISSIERE, mes deux collègues de l'expérience "Antiproton-proton", pour leur collaboration quotidienne et leur amitié qui m'ont été très précieuses.

Je remercie M. RUMPF qui a eu la tâche ingrate d'assurer la bonne marche des programmes généraux sur la CDC 3600 et la CDC 6600. Mes remerciements vont à G. PICHON qui, malgré la longue distance qui nous séparait, a toujours pu m'accorder son aide efficace au cours de la mise au point de certains programmes de H.P.D. du Collège de France.

Je remercie bien sincèrement Madame S. OURGANI, D. CONROUX, G. TUDO, T. GHAZZALI, WARME, pour leur contribution aux divers stades de cette expérience. Mes remerciements vont, en particulier, à Mademoiselle M. HORRUT, notre technicienne, qui a pu surmonter, grâce à son intelligence, tous les obstacles rencontrés pendant la longue période de l'analyse et a toujours su faire preuve d'amitié au cours des moments difficiles.

J'exprime ma vive gratitude à M. B.R. FRENCH qui a inspiré mon travail et discuté avec ardeur sur l'interprétation physique des résultats obtenus.

Je remercie profondément M. H.M. CHAN qui a bien voulu m'aider à éclaircir certaines notions théoriques.

A R. SCHÄFER, je veux dire combien j'ai apprécié son amitié, son aide technique de programmation et ses encouragements au moment difficile. Sans son concours efficace, ce travail n'aurait pu être terminé en temps voulu; qu'il trouve ici ma profonde reconnaissance.

Mes remerciements vont à nos collaborateurs du CERN, Messieurs B. NELLEN, V. DOMINGO, L.M. CELNIKIER, J.B. KINSON, B. SADOULET, qui m'ont toujours communiqué les résultats de leurs travaux avec beaucoup de gentillesse.

Messieurs P. LAZEYRAS et D.E. PLANE m'ont initié aux techniques de mise au point et d'exploitation des faisceaux de particules, ce dont je les remercie.

Je remercie mes amis polonais, J. BARTKE et J.A. DANYSZ pour les discussions fructueuses que j'ai eues avec eux, discussions au cours desquelles leurs critiques souvent avisées m'ont été d'un précieux secours.

Il m'est un grand plaisir de remercier NGUYEN HUU-KHANH, J. LEGUYADER et R. PASQUIER qui ont eu la gentillesse de relire et de contrôler certains calculs de mon manuscrit.

Je remercie Messieurs M. BLOCH, C. GUIGNARD, Ph. LEBLOND, G. REBOUL pour leur excellente organisation et leur aide technique effective, ainsi que les opérateurs, Messieurs C. DULAC, J. DAPIEDAD, M'BEMBA TOURE et WARIN pour leur sympathie et dévouement lors de l'utilisation du H.P.D. du Collège de France.

Je remercie les personnes qui ont participé à la réalisation matérielle de ma thèse : Madame G. BOUDET a assuré, avec délicatesse, la mise en place de mon manuscrit; Melle M. PARE, Mesdames T. LUZI, C. SEGUY, J. ROYER exécutèrent, avec grand soin, la mise en page et la frappe; Madame BOUBY, M. M. BELLETTIERI (CERN) ont dessiné, avec talent, les figures et M. Ch. GRISAUD les a réduites avec art.

Je voudrais adresser enfin mes remerciements au C.N.R.S. qui m'a accordé un poste d'Attaché de Recherche, sans lequel ce travail n'aurait pas pu être réalisé.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41553014_0047

INTRODUCTION

Durant ces dernières années, grâce à la réalisation des grandes chambres à bulles et à la nouvelle technique de spectroscopie de masse manquante, le nombre de résonances bosoniques observées ne cesse de s'accroître et il semble que ces nouvelles résonances soient réparties plutôt vers la région de masses élevées. Ce phénomène peut être illustré par la courbe de HAGEDORN (Fig.1) qui suggère que le nombre d'états par intervalle de masse augmente exponentiellement avec la masse.

L'étude de l'annihilation à haute multiplicité nous permet, d'une part, d'observer les résonances lourdes avec une énergie disponible relativement faible, d'autre part, d'écarter l'influence des baryons, comme l'expérience acquise dans les précédentes études {1,2,3} l'a montré, et de n'étudier que les systèmes mésoniques. C'est pour ces raisons que nous avons entrepris cette étude d'annihilation en 6π et 7π dans les interactions $\bar{p}$ -p à 3,6 GeV/c, dans le cadre de la collaboration Paris-CERN.

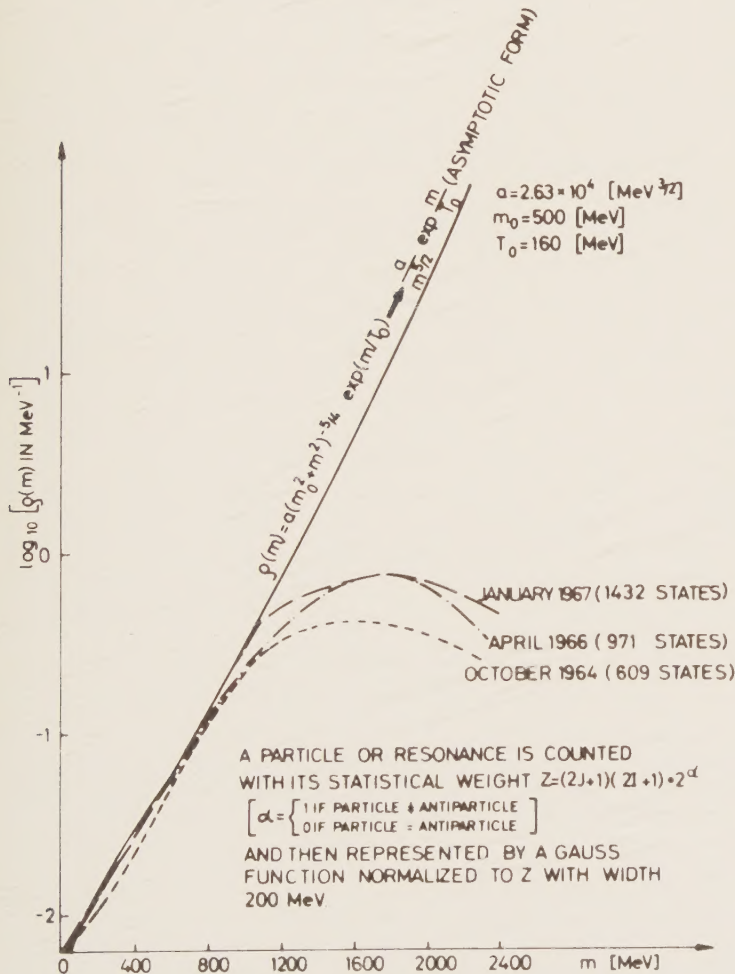


Fig. 1 : The smoothed experimental mass spectrum 15) as it developed from October 1964 until January 1967 (various dotted lines) and the function $\rho(m) = a(m_0^2 + m^2)^{-5/4} \exp(m/T_0)$ which has the asymptotic form required by the thermodynamical model. (R. HAGEDORN and J. RANFT réf. th/851 (1967) CERN)

Bien que des études à la même énergie {4} ou à des énergies voisines {4, 5, 6, 7, 8} aient déjà été faites, elles n'ont donné que des résultats très fragmentaires et incomplets. Il semblait intéressant de faire une étude à très grande statistique, comme la nôtre, dans un seul endroit pour éviter les biais systématiques inévitables lorsque l'on additionne des statistiques provenant d'études partielles et dispersées.

Ce travail d'analyse sera exposé en trois parties :

- Partie expérimentale;
- Partie théorique;
- Résultats expérimentaux.

I - P A R T I E E X P E R I M E N T A L E

C H A P I T R E I.1 - CONDITIONS EXPERIMENTALES

I.1.1 - DESCRIPTION DU FAISCEAU 08 :

Le faisceau 08 a été construit au début de l'année 1965 dans le "Hall Est" auprès du Synchrotron à proton (P.S) du C.E.R.N. Ce faisceau, destiné à alimenter la chambre à bulles de 2 mètres du C.E.R.N. en particules de haute énergie, est calculé pour fournir des protons, des antiprotons, des pions positifs jusqu'à 8 GeV/c et des pions négatifs jusqu'à 12 GeV/c .

Le rapport concernant ce faisceau n'a pas été fait par les auteurs* faute de temps. Je me contenterai ici de rassembler quelques renseignements fournis par les auteurs et d'essayer de donner une description brève sur le "transport du faisceau".

Les particules secondaires sont produites à l'intérieur de la chambre à vide en faisant interagir les protons accélérés avec une cible interne, placée dans la position 60/4 (ou 60/1) du P.S. . Cette cible, en aluminium, a pour dimensions 1 mm de hauteur, 2 mm dans la direction radiale et 80 mm dans la direction du faisceau des protons incidents. L'angle sous lequel les antiprotons d'impulsion de 3,6 GeV/c sont émis de la cible est d'environ 50 mrad. .

La figure 2 montre les éléments essentiels du faisceau. Nous pouvons décomposer ce faisceau en trois parties principales :

A) - Un étage de formation et analyse en impulsion :

Il se compose de deux collimateurs pour effectuer, dans les deux plans (vertical et horizontal), une définition de l'acceptance , un doublet de quadrupôles suivi de deux aimants de déflexion pour définir l'impulsion dans le plan horizontal; il se termine par un quadrupôle et un collimateur horizontal.

Après cet étage, on espère avoir une résolution $\frac{\Delta P}{P} = \pm 0,5\%$.

B) - Un étage de séparation en masse dans le plan vertical :

Il se compose de deux collimateurs verticaux, un quadrupôle, deux aimants de déflexion, un doublet de quadrupôles pour produire un faisceau parallèle dans les trois séparateurs électrostatiques, un doublet de quadrupôles focalisant le faisceau sur deux collimateurs dont le dernier est le collimateur de masse (Mass Slit).

C) - Un étage de nettoyage et de mise en place dans la chambre à bulles de 2 mètres du C.E.R.N.

Les éléments essentiels sont les suivants : un doublet de quadrupôles, un aimant de déflexion horizontal, un doublet de quadrupôles et, enfin, un aimant de déflexion vertical pour envoyer le faisceau dans la fenêtre de la chambre. Malheureusement, cette partie n'a jamais été réglée faute de temps.

*) P. LAZEYRAS et D.E. PLANE au C.E.R.N.

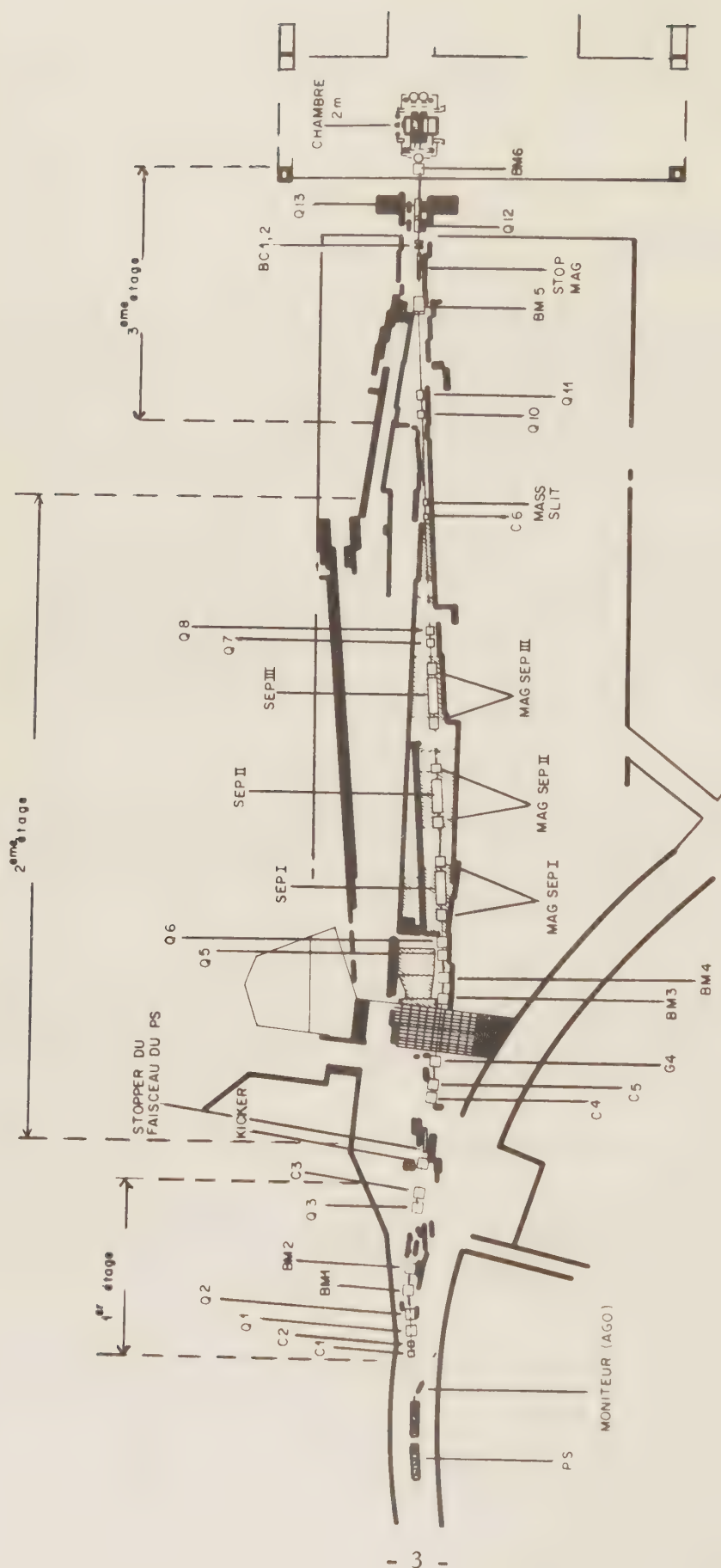


Fig. 2 : Disposition du faisceau 08 (Hall est)
 C_i - collimateur; Q_i - quadrupole; BM_i - aimant de déflexion; SEP_i - séparateur électrostatique; MAG. SEP I, II, III - Aimants des séparateurs électrostatiques.

OPTIQUE DU FAISCEAU O8.

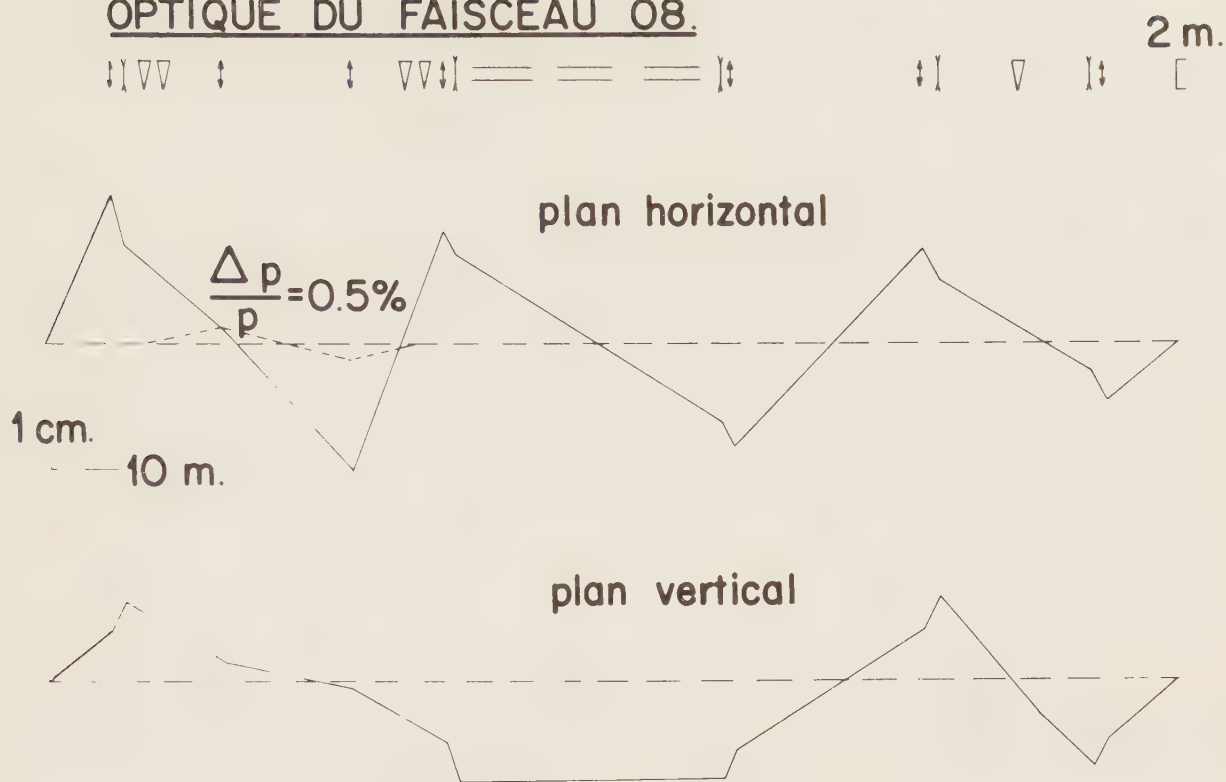


Fig. 3 : Optique du faisceau d'antiprotons

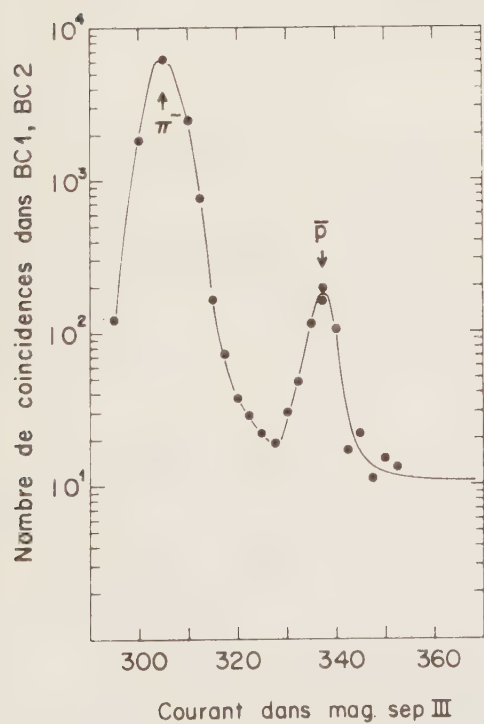


Fig. 4 : Courbe de séparation des pions négatifs et des antiprotons du faisceau

La longueur totale du faisceau est de 180 mètres.

L'intensité du faisceau séparé est contrôlée par deux compteurs en coïncidence BC1, BC2 qui déclenchent les aimants spéciaux (KICKER et STEP MAGNET) pour couper le faisceau lorsque le nombre de particules dépasse le nombre voulu.

La figure 3 montre les projections horizontale et verticale du faisceau.

La figure 4 montre la courbe de séparation des pions négatifs et des antiprotons. Cette courbe est obtenue de la manière suivante :

Les courants dans les aimants sont calculés préalablement par une étude théorique de l'optique du faisceau et ajustés deux semaines avant le démarrage de la chambre à bulles de 2 mètres jusqu'à "Mass Slit". Avec les valeurs appropriées des courants et le collimateur de masse grand ouvert, on fait varier le courant dans les aimants de compensation du séparateur n°3 et on compte le nombre de particules à l'aide des deux compteurs en coïncidence BC1, BC2 .

La courbe de séparation nous donne une idée grossière sur la contamination en π^- , μ^- du faisceau d'antiprotons à 3,6 GeV/c qui est de l'ordre de 10% . Ceci nécessite une autre étude plus raffinée sur la contamination du faisceau que nous discuterons dans le paragraphe suivant.

I.1.2 - DESCRIPTION DE LA CHAMBRE A BULLES DE 2 METRES DU C.E.R.N. :

La première opération de refroidissement de la C.B.H. de 2 m. du C.E.R.N. a commencé le 8 décembre 1964, le remplissage d'hydrogène liquide a été fait le 12 décembre et les premières traces ont été observées le 13 au matin. Le début de l'exploitation, pour la physique, fut en mai 1965.

A l'heure actuelle, la C.B.H. de 2 m. du C.E.R.N. est considérée comme l'une des plus grandes chambres mondiales en fonctionnement; elle fournit un peu plus d'un million de clichés par an, sa description détaillée se trouve dans les divers articles {9}. Je donnerai ici simplement deux descriptions sommaires sur la C.B.H. de 2 m. dont l'une sur sa structure, à titre d'informations et l'autre sur son système optique utilisé par la suite pour l'analyse des clichés.

A) - Structure de la C.B.H. de 2m. du C.E.R.N. :

Le corps de la chambre renfermant environ 1000 litres d'hydrogène liquide est placé au centre d'un tank à vide. Des hublots verticaux très résistants permettent l'éclairement des bulles et leur photographie.

Au sommet d'un cône mort se trouve le système de détente. On remarquera, sur la figure 5, un piston en acier inoxydable froid qui décomprime périodiquement l'hydrogène pour le sensibiliser. Un taux de détente $\Delta V/V \approx 0,01$ correspond, pour les dimensions choisies, à une amplitude de 5 cm. Le cycle complet de détente et de recompression avec cette course et une masse de 70 kilogrammes demande 20 ms. Un système spécial d'amortissement est indispensable en prévision de certaines pannes des soupapes d'échappement.

Le système de refroidissement de l'hydrogène, composé de deux turbines, avec une puissance frigorifique de 14 KW à 22°K et 7 KW à 150°K, assure la température constante de la chambre (26°K) à quelques centièmes de degré près.

Le tank à vide se loge dans un bloc de l'électro-aimant qui a un poids de 405 tonnes (350 tonnes pour l'acier et 55 tonnes pour les deux bobines). L'induction au centre de la chambre pour le courant d'excitation nominal de 10.000 A. atteint 17.385 gauss. Enfin, un aimant auxiliaire de 2,4 tonnes (aimant de compensation) est placé devant la fenêtre d'entrée du faisceau de la chambre pour relever le faisceau des particules afin de l'amener dans la meilleure zone utile de la chambre, le courant nominal est 1200 A, ce qui donne une induction, au centre de l'aimant de 15.465 gauss. Dans ces conditions, l'induction au centre de la chambre est portée à 17.415 gauss. L'inhomogénéité maximale du champ dans

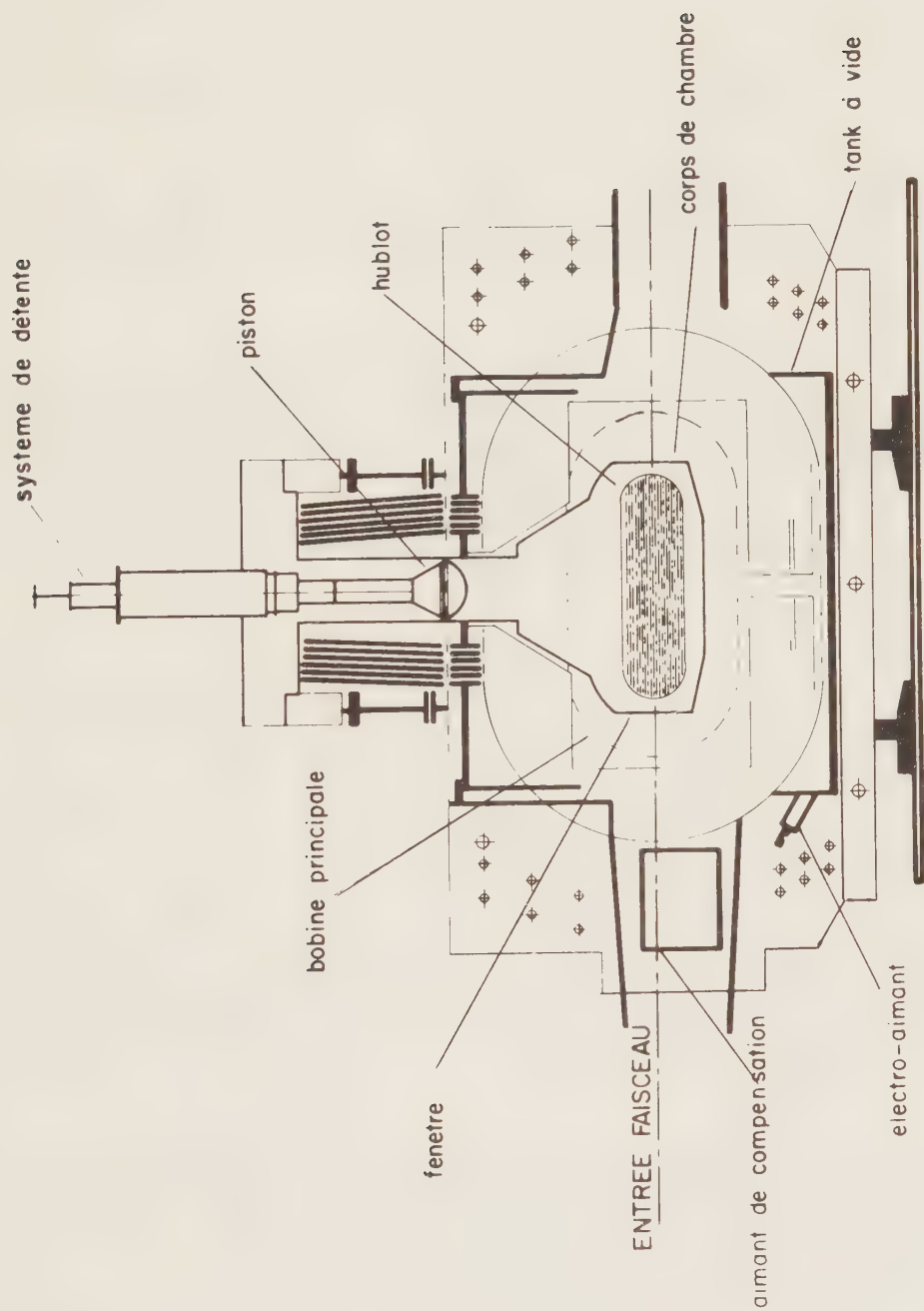


Fig. 5 : Schéma de fonctionnement de la C.B.H. de 2m du CERN

le volume utile de la chambre varie de +2,7 à -1,5% par rapport à l'induction au centre, et on en tiendra compte dans le programme des calculs cinématiques.

B) - Système optique (Figure 6) :

(a) description

Le système optique de la chambre comprend trois sources de lumière, trois systèmes de condenseur, deux grandes fenêtres et quatre caméras.

a) - Sources de lumière :

La chambre est partagée en trois régions dont chacune est éclairée par l'une des trois sources de lumière identiques. La source est constituée par un tube de flash électronique. Placé au foyer d'un miroir elliptique, le flash travaille à haute pression d'Argon ou de Krypton (3 à 5 atom.) et à haut voltage (5 KV). Avec le filtre monochromatique (Balzers K2), il donne une bande spectrale de 4.200 à 4.600 Å. La durée d'éclairage est de l'ordre de 200 μ s, avec une fréquence de répétition de 1 à 3 secondes.

Le miroir, dont la surface n'est pas parfaitement lisse, envoie environ 30% de la lumière totale sortante, uniformément répartie, dans une région de 60 mm de diamètre située au second foyer. L'angle moyen de diffusion est de 7° qui donne un bon compromis entre l'intensité et l'angle stéréoscopique.

b) - Systèmes de condenseur :

Chaque système de condenseur comporte un système intermédiaire de collecteur et un condenseur principal. Le système de collecteur, constitué de deux lentilles, se situe au second foyer du miroir elliptique. Il collecte la lumière provenant de la source et l'envoie au condenseur principal. Le condenseur principal est composé de deux lentilles plans-convexes. Chaque lentille a 72 cm de hauteur, 70 cm de largeur, 16 cm d'épaisseur et pèse 160 kg. La lumière, venant du condenseur et éclairant presque 1/3 de la chambre se focalise enfin sur un plan parallèle au plan des caméras, dans une région de 15 cm de diamètre, ce qui donne l'image de la source lumineuse.

c) - Grandes fenêtres :

Les deux grandes fenêtres de la chambre ont la forme oblongue que l'on voit sur la figure 7. Elles ont une longueur de 2.170 mm, une largeur de 770 mm et une épaisseur de 170 mm. Chaque fenêtre a un poids de 660 kg. La région illuminée est 1.920 mm x 600 mm pour la fenêtre du côté des flash et 1.620 mm x 520 mm pour la fenêtre du côté des caméras. Avec une distance de l'ordre de 500 mm entre les deux fenêtres, le volume éclairé est de l'ordre de 465 litres, soit environ 82% du volume total de la chambre.

Différentes formes de marques fiduciaires sont gravées sur les faces des fenêtres servant de points de repère sur les photos pour la reconstruction géométrique des interactions dans la chambre.

Toutes les surfaces des lentilles et des fenêtres sont revêtues d'une couche mince et rigide d'anti-réflexion (évaporation d'oxyde de tantale et fluorure de magnésium sous vide) pour réduire la brillance des images parasites des sources de lumière. (le coefficient de réflexion à 4.300 Å est de l'ordre de 0,1% pour l'incidence normale).

d) - Caméras :

Quatre caméras sont montées sur un plan (dit plan des objectifs des caméras) parallèle aux plans des fenêtres de la chambre. Elles sont disposées sur un cercle de 60 cm de diamètre centré sur la chambre de la manière suivante : deux sur l'axe horizontal de la chambre (nommés "ENTRY 2" et "EXIT 3"), deux sur l'axe vertical (nommés "TOP 1" et "BOTTON 4").

Les films utilisés sont non perforés, de 50 mm de largeur et de 290 m de longueur.

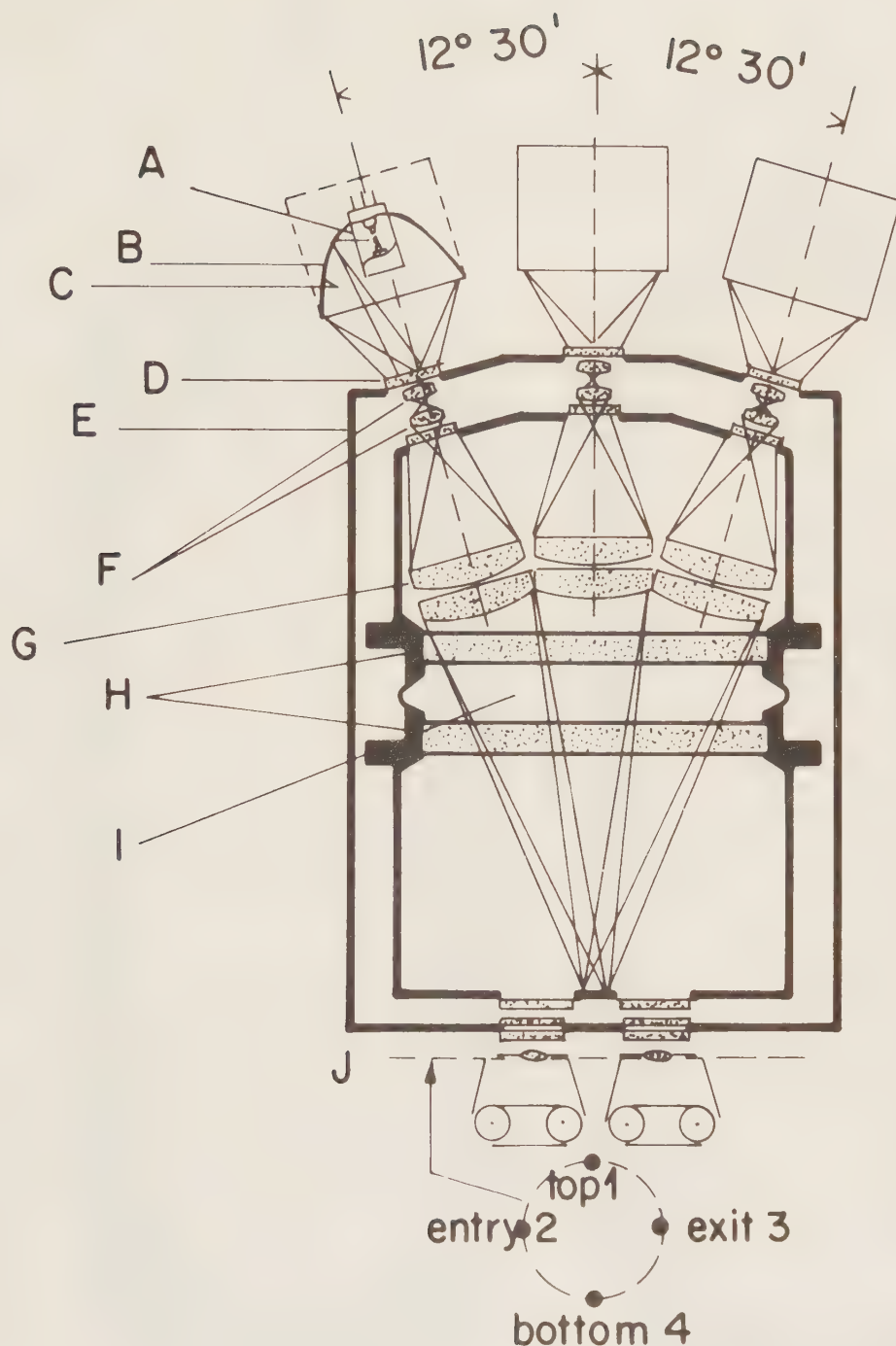


Fig. 6 : Schéma du système optique de la C.B.H. de 2m. du CERN (Appl. Opt. 2, 10, 1963, 1017)
 (A) Tube de flash électronique; (B) Miroir elliptique;
 (C) surface diffusante; (D) hublots de protection; (E) tank à vide; (F) système de collecteur de lumière; (G) condenseur principal; (H) fenêtres; (I) chambre à bulles; (J) plan des objectifs des caméras.

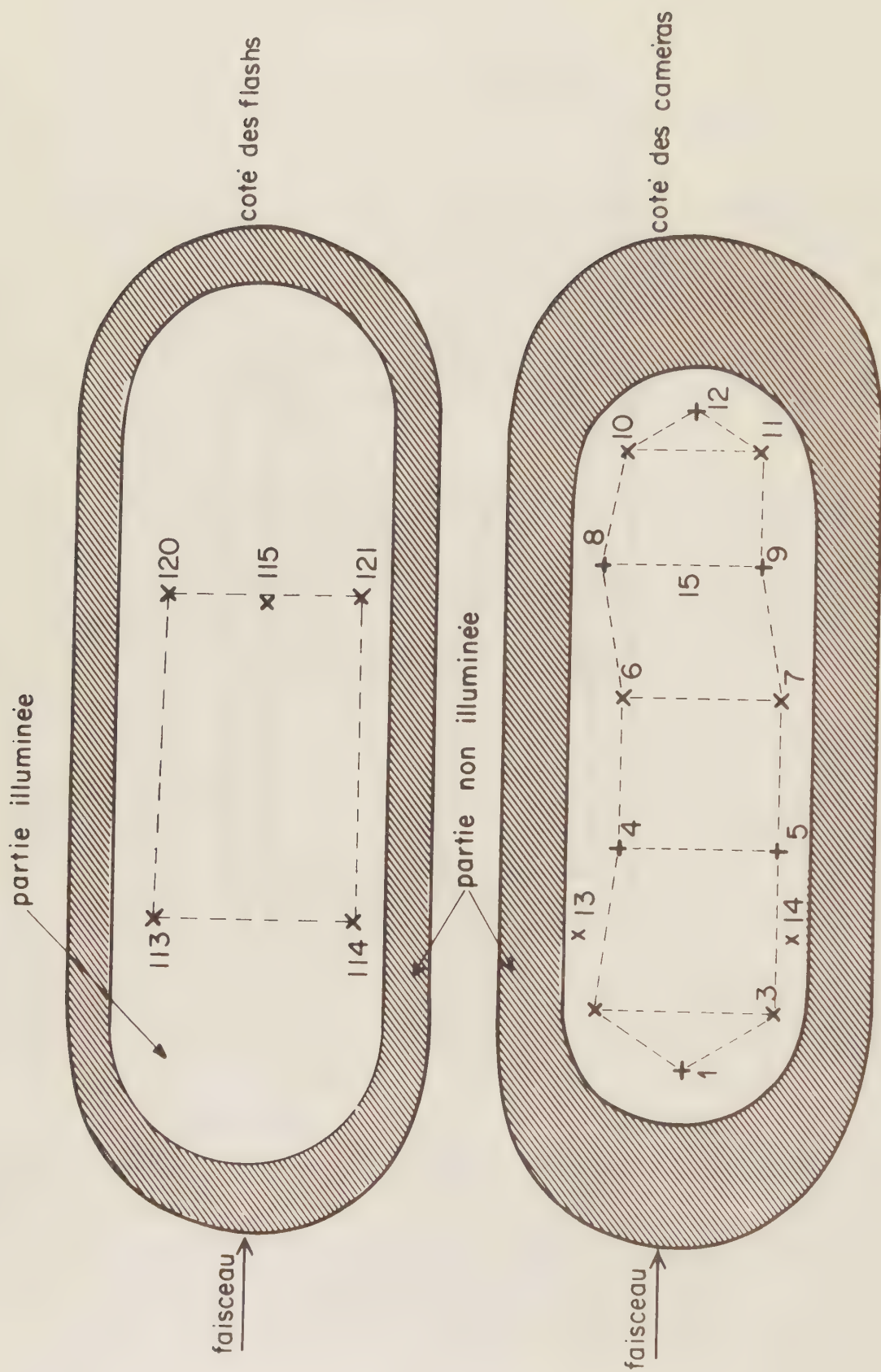


FIG. 7 - disposition des marques fiduciaires sur les deux fenêtres de la chambre.

La figure 8 montre le dessin d'un cliché. Toutes les dimensions données sont fixées, les autres chiffres, servant pour l'identification du cliché changent chaque fois au départ d'une expérience à l'aide d'un système optique dit "Boîte des données" incorporé à la chambre.

Signalons que les marques de BRENNER sont indispensables pour le positionnement du cliché au H.P.D.

(B) Paramètres géométriques et optiques de la chambre {10}

La connaissance de ces paramètres est nécessaire pour la reconstruction géométrique des événements dans la chambre, à partir des photos prises. Ils sont donnés par le responsable de la chambre. Certains d'eux peuvent être changés d'une expérience à l'autre. Ici, nous donnons les valeurs correspondant à notre premier lot de clichés.

a) - Caractéristiques des caméras :

Appellation	Distance focale f mm	Ouverture
TOP 1	$181,5 \pm 0,7$	$f/32$
ENTRY 2	$182,5 \pm 0,7$	
EXIT 3	$182,1 \pm 0,7$	
BOTTOM 4	$183,3 \pm 0,7$	

Distance entre le plan principal des objectifs et le plan de référence (la face interne de la fenêtre du côté des caméras) = (2.430 ± 5) mm.

Distance entre le film et l'objectif = 72.000 interfranges.

b) - Fenêtres :

Fenêtre	Epaisseur mm.	Indice de réfraction	Matière
Grande fenêtre (côté des caméras)	$170,88 \pm 0,05$	1,5267 (pour $4360 \text{ \AA}$ à 20°C)	Schott Glass BK 7
TOP 1	$75,44 \pm 0,05$		
Petites* fenêtres ENTRY 2	$75,54 \pm 0,05$		
EXIT 3	$75,46 \pm 0,05$		
BOTTOM 4	$75,35 \pm 0,05$		

* Chaque caméra voit, à travers trois petites fenêtres (une pour le tank à froid, deux pour le tank à vide); ici, on donne l'épaisseur totale de trois fenêtres.

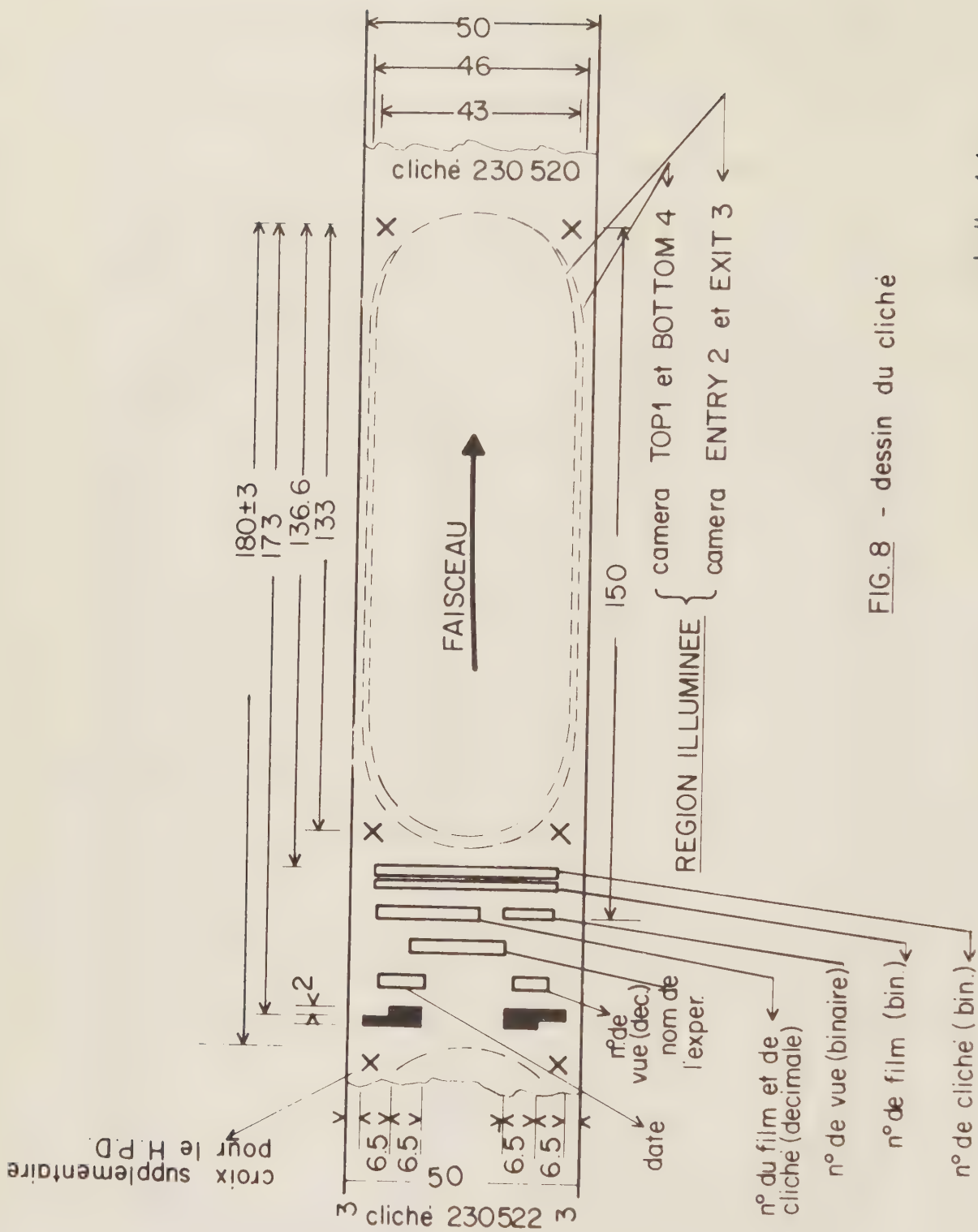


FIG. 8 - dessin du cliché

echelle 1:1

La contraction thermique du verre due à la différence des températures de la salle et de la chambre est de 0,8/1000 .

c) - Chambre :

- La profondeur de la chambre est (506,4 ± 0,4) mm à 20°C.
- La contraction thermique de l'acier inoxydable due à la différence des températures de la salle et de la chambre est de 3/1000.
- Température de la chambre : 26°K
- Pression de vapeur : 4,1 Kg/cm²
- Pression de la chambre : 5,0 Kg/cm²
- Indice de réfraction de l'hydrogène liquide : 1,018

d) - Coordonnées des marques fiduciaires (système de référence arbitraire)

Côté des caméras :

Face interne de la chambre												
N° marque fiduciaire	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
X _{mm}	0	125,1	125,1	479,9	480,0	800,3	800,2	1085,1	1085,1	1335,4	1335,3	1424,8
Y _{mm}	194,9	389,6	0	339,8	0,3	339,7	0	389,7	50,1	339,7	49,8	194,8

Face externe de la chambre			
N° marque fiduciaire	13	14	15
X _{mm}	287,6	288,8	983,1
Y _{mm}	426,1	-34,1	195,7

Côté des flashes :

Face interne de la chambre					
N° marque fiduciaire	113	114	115	120	121
X _{mm}	0,3	0	695,3	695,5	695,1
Y _{mm}	459,8	0	230,0	424,7	-0,2

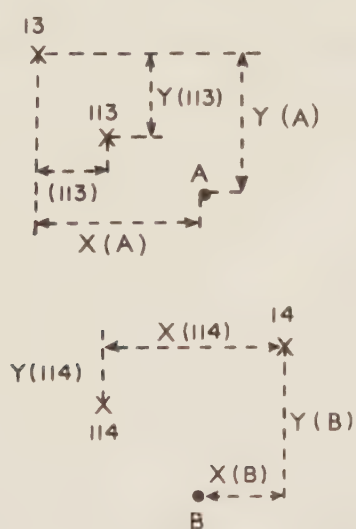
e) - Coordonnées des télescopes A, B et des caméras :

	Télescopes			Caméras		
	A	B	TOP1	ENTRY 2	EXIT 3	BOTTOM 4
X_{mm}	0	0	410	110	710	410
Y_{mm}	530	70	600	300	300	0

Toutes ces coordonnées sont mesurées à 20°C avec une erreur de $\pm 0,1$ mm.

f) - Positions relatives entre les marques fiduciaires sur les deux fenêtres et les télescopes sur le plan des caméras :

La figure ci-contre montre les projections des marques fiduciaires 113, 114, 13, 14 et les axes des télescopes A, B sur le plan de référence.



avec :

$$\begin{aligned}
 X(113) &= (0,25 \pm 0,1) \text{ mm} \\
 Y(113) &= (-3,3 \pm 0,2) \text{ mm} \\
 X(A) &= (1,4 \pm 0,5) \text{ mm} \\
 Y(A) &= (-5,0 \pm 0,5) \text{ mm} \\
 X(114) &= (-1,0 \pm 0,1) \text{ mm} \\
 Y(114) &= (-3,2 \pm 0,2) \text{ mm} \\
 X(B) &= (-0,3 \pm 0,5) \text{ mm} \\
 Y(B) &= (-5,0 \pm 0,5) \text{ mm}
 \end{aligned}$$

I.1.3 - ETUDE DE LA CONTAMINATION DU FAISCEAU DES ANTIPROTONS DE 3,6 GeV/c :

Le but de cette étude est de déterminer les pourcentages de μ^- , π^- , K^- et p^- dans notre faisceau de particules d'impulsion de 3,6 GeV/c .

Dans le domaine des hautes énergies, où l'emploi des compteurs Cerenkov habituels, pour discriminer les particules, n'est plus valable, on utilise, en général, les rayons δ pour identifier les particules du faisceau.

Par définition, un "rayon δ " est formé par un électron libre lorsque celui-ci est heurté par une particule en mouvement qui lui communique une énergie suffisante pour qu'il soit lui-même ionisant.

Nous décrivons successivement, dans les paragraphes suivants, le

principe de la méthode utilisée, le procédé expérimental et nous donnons les résultats obtenus. Mais, auparavant, nous faisons un rappel bref sur les formules théoriques utilisées par la suite.

A) - Rappel des formules théoriques :

a) - Expression de l'énergie du rayon δ :

Un calcul simple, à partir des principes de conservation de l'énergie et de l'impulsion, nous donne l'expression de l'énergie transférée à un électron atomique par la particule incidente.

$$E_{\delta} = \frac{2m_e c^2 p^2 c^2 \cos \theta}{\{m_e c^2 + \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}\}^2 - p^2 c^2 \cos^2 \theta} \dots\dots (A)$$

où m_e , m sont respectivement les masses de l'électron et de la particule incidente;

- p est l'impulsion de la particule incidente;
- θ l'angle entre la particule incidente et l'électron éjecté.

L'énergie maximale transférée à l'électron dans un choc frontal ($\theta \sim 0^\circ$) sera :

$$E_{\delta \max} = \frac{2m_e c^2 p^2 c^2}{m_e^2 c^4 + m^2 c^4 + 2m_e c^2 \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}} \dots\dots\dots (B)$$

On voit que $E_{\delta \max}$ ne dépend que de la nature de la particule incidente. Le tableau suivant donne une idée sur les rayons δ produits par les différentes particules d'impulsion incidente de 3,6 GeV/c .

Particule incidente	m (GeV)	$E_{\delta \max}$ (GeV)	$R_{\delta \max}^*$ (cm)
μ^-	0.10566	0.89	170
π^-	0.1396	0.56	107
K^-	0.4938	0.054	10,2
$\bar{P}$	0.93826	0.015	2,9

* $R_{\delta \max} = \frac{P_{\delta \max}}{300B}$ avec $B = 1,74$ TESLA

b) - Expressions des sections efficaces de production des rayons δ :

Les sections efficaces différentielles de production des rayons δ , en tenant compte du spin des particules incidentes, ont les expressions suivantes : {11}:

- Pour les bosons {12} (spin = 0) :

$$d\sigma_0 = \frac{A}{\beta^2 E_\delta^2} \left[1 + \beta^2 \frac{E_\delta}{E_{\delta\max}} \right] dE_\delta \dots\dots\dots (C)$$

- Pour les fermions {13} (spin = $\frac{1}{2}$) :

$$d\sigma_{\frac{1}{2}} = \frac{A}{\beta^2 E_\delta^2} \left[1 - \beta^2 \frac{E_\delta}{E_{\delta\max}} + \frac{1}{2} \frac{E_\delta^2}{(E + m)^2} \right] dE_\delta \dots\dots (D)$$

où $A = 2 r_e^2 m_e$

r_e = rayon de l'électron = $\frac{e^2}{m_e c^2} = 2,818$ fermi

β = vitesse de la particule incidente par rapport à la vitesse de la lumière c .

m, E = masse et énergie cinétique de la particule incidente.

B) - Principe de la méthode utilisée :

D'après le paragraphe (A), nous voyons qu'il est possible, théoriquement, de calculer le nombre des rayons δ attendus, produits par des particules incidentes de masse connue pour chaque intervalle d'énergie ($E'_\delta < E_{\delta i} < E''_\delta$). (L'angle d'émission des rayons δ étant faible, nous négligeons, dans ce qui suit, la correction sur l'angle d'inclinaison).

Le principe de la méthode consiste à ajuster les distributions théoriques du nombre de rayons δ attendus, produits par les diverses particules incidentes, avec la distribution observée.

C) - Procédé expérimental :

a) - Nombre de rayons δ attendus :

Le nombre de rayons δ attendus dans l'intervalle d'énergie $i(E'_\delta < E_{\delta i} < E''_\delta)$ est donné par la relation suivante :

$$T_i = \rho L N \int_{E'_\delta}^{E''_\delta} \frac{d\sigma}{dE_\delta} dE_\delta \dots\dots\dots (E)$$

où ρ = densité de l'hydrogène liquide = 0,058 g/cm³

L = Longueur des traces qu'on définira plus tard

N = Nombre d'Avogadro = 6,02252.10²³

En intégrant (E), nous obtenons les expressions suivantes :

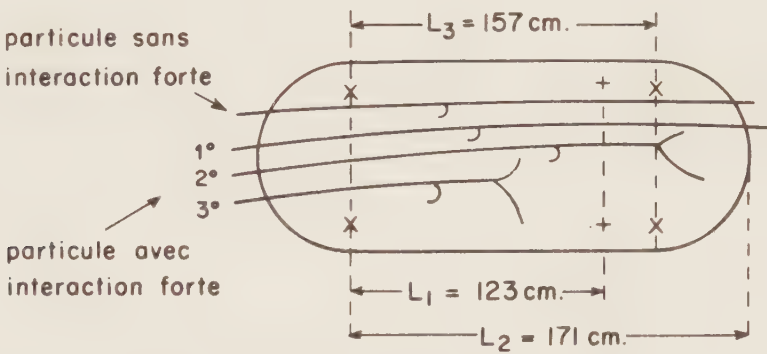
- Pour les bosons :

$$T_i^{(0)} = A\rho \int_0^L \left[\frac{1}{\beta^2} \left(\frac{1}{E'_\delta} - \frac{1}{E''_\delta} \right) - \frac{1}{E_{\delta\max}} \text{Log} \frac{E''_\delta}{E'_\delta} \right] \dots\dots\dots (F)$$

- Pour les fermions :

$$T_i^{(\frac{1}{2})} = A\rho \int_0^L \left[\frac{1}{\beta^2} \left(\frac{1}{E'_\delta} - \frac{1}{E''_\delta} \right) - \frac{1}{E_{\delta\max}} \text{Log} \frac{E''_\delta}{E'_\delta} + \frac{1}{2} \frac{E''_\delta - E'_\delta}{\beta^2 (E+m)^2} \right] \dots\dots\dots (G)$$

b) - Détermination de la longueur des traces L :
 Nous définissons les longueurs utilisées pour l'analyse, d'après les croix fiduciaires de la chambre comme l'indique le schéma suivant :



Nous faisons une distinction entre les traces avec interaction forte et celles sans interaction forte (par exemple les muons). L'expression de L , suivant les cas, est résumée dans le tableau suivant :

Traces	L _{cm}
Sans interaction forte	nL ₁
Avec interaction forte 1° 2° 3°	L₁ n e^{-n_IL₂} L₁ n e^{-n_IL₁}(1-e^{-n_I(L₂-L₁)}) $\frac{n}{n_I} \left[1-(1+n_IL_1)e^{-n_IL_1} \right]$

L₁, L₂, L₃ sont mesurées sur la table de dépouillement d'après la projection.
 n : nombre de particules incidentes sans interaction forte.
 n_I : nombre d'interactions fortes qu'on attend par unité de longueur = σ_Tρ

c) - Détermination du nombre N_τ de désintégration de τ :

$$N_\tau = n_K \cdot \alpha_\tau (1 - e^{-L_3 / \gamma c \tau}) \quad \text{avec } \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

où n_K , α_τ , t , L_3 , β sont respectivement le nombre de K, la proportion de K se désintégrant sous forme de $\tau(0,055)$, la vie moyenne de K, la longueur parcourue par τ avant de se désintégrer, et la vitesse de K

d) - Sections efficaces totales d'interactions à 3.6 GeV/c :

Particule incidente	σ_{mb}^-	Référence
π^-	31,5 mb	P.R.L. 13,205 (1960)
K^-	$28,2 \pm 1,9$	P.R. 129.2285 (1964)
$\bar{P}$	70 mb	Ferbel Thèse (1963)

c) - Données expérimentales :

A Paris, l'étude de contamination du faisceau s'est basée sur l'analyse de 20 films. *)

Nous avons classé les rayons δ pour les traces avec et sans interaction forte séparément, selon leur répartition en douze zones de rayons de courbure définies comme suit :

Zone	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
R_{cm}^{**}	0 2,8	2,8 3,2	3,2 3,7	3,7 4,1	4,1 5,0	5,0 6,0	6,0 7,3	7,3 9,2	9,2 11,0	11,0 13,8	13,8 16,5	16,5 19,3
Efficacité relative de dépouillement	95	94	97	99	100	100	97	99	98	100	100	96

*) Indépendamment, nos collaborateurs du CERN ont fait la même étude que nous en se basant sur un autre lot de films (44 films).

**) Nous avons pris 0,923 comme agrandissement pour la table de dépouillement.

Nous comptons le nombre de traces tous les dix bons clichés. Le nombre total de traces correspondant aux vingt films est de 441.812.

Les distributions expérimentales sont présentées dans la figure 9 .

f) - Evaluation de la contamination du faisceau :

Pour trouver les proportions de μ^- , π^- , K^- et $\bar{p}$ dans le faisceau, nous avons essayé de minimiser la fonction χ^2 définie de la façon suivante :

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(n_i - n_i^{th})^2}{[n_i^{th} - (\lambda_i n_i^{th})]} + \sum_i \frac{(m_i - m_i^{th})^2}{[m_i^{th} - (\nu_i m_i^{th})]}$$

où
$$\begin{cases} n_i^{th} = \alpha_{\pi} n_i^{(\pi)} + \alpha_{\bar{p}} n_i^{(\bar{p})} + \alpha_K n_i^{(K)} \\ m_i^{th} = \alpha_{\pi} m_i^{(\pi)} + \alpha_{\bar{p}} m_i^{(\bar{p})} + \alpha_K m_i^{(K)} + \alpha_{\mu} m_i^{(\mu)} \end{cases}$$

n_i^{th} = nombre théorique de δ sur les traces avec interaction forte;

m_i^{th} = nombre théorique de δ sur les traces sans interaction forte;

α_{π} , $\alpha_{\bar{p}}$, α_K et $\alpha_{\mu} = 1 - (\alpha_{\pi} + \alpha_{\bar{p}} + \alpha_K)$ sont respectivement les proportions de π , K , $\bar{p}$, μ dans le faisceau;

$n_i^{(\pi)}$, $n_i^{(\bar{p})}$, $n_i^{(K)}$ sont respectivement les nombres de δ attendus sur les traces avec interaction forte en supposant que le faisceau est complètement contaminé en π , $\bar{p}$ et K ;

$m_i^{(\pi)}$, $m_i^{(\bar{p})}$, $m_i^{(K)}$, $m_i^{(\mu)}$ sont respectivement les nombres de δ attendus sur les traces sans interaction forte en supposant que le faisceau est complètement contaminé en π , $\bar{p}$, K et μ .

λ_i , ν_i représentent les erreurs systématiques. $\lambda_i = 0.075$ et $\nu_i = 0.2$

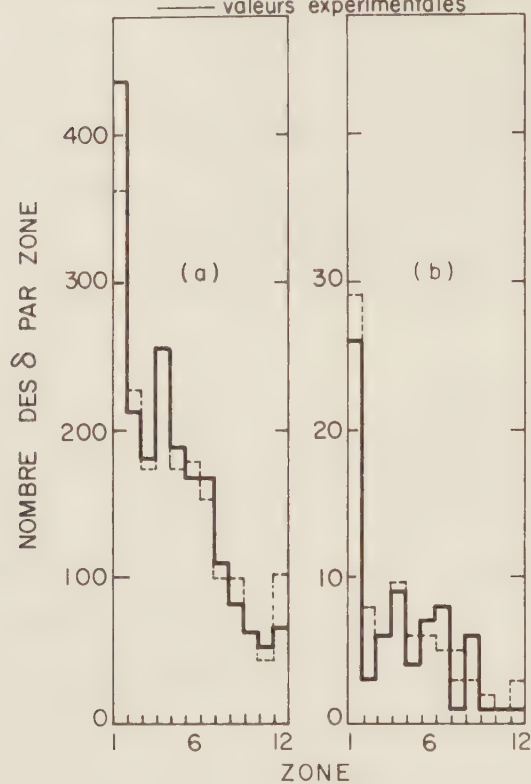
Les distributions de n_i^{th} et m_i^{th} sont représentées dans la figure 9 .

Le programme d'ajustement * MINROS nous donne les résultats suivants :

	PARIS	C.E.R.N.	Valeur moyenne
$\bar{p}$ %	(92,7 $\pm$ 0,3)	(93,1 $\pm$ 0,2)	(93,0 $\pm$ 0,4)
μ^- %	(4,6 $\pm$ 0,4)	(5,2 $\pm$ 0,2)	(5,0 $\pm$ 0,4)
π^- %	(2,6 $\pm$ 0,4)	(1,7 $\pm$ 0,2)	(2,0 $\pm$ 0,4)
K^- %	0	0	0
χ^2 (ND = 16)	12,6	20,6	

* La SUBROUTINE FCN du programme d'ajustement MINROS de cette étude a été écrit par notre collaborateur SADOULET au CERN; il possède les résultats complets d'ajustement.

FIG. 9- distribution des rayons δ .
 -----valeurs theoriques ajustées
 —————valeurs experimentales



L'écart entre les distributions expérimentales et théoriques provient essentiellement des erreurs systématiques de dépouillement et de classement des rayons δ dans les zones numéro 1, 11 et 12 qui correspondent aux rayons de courbure soit trop petits, soit trop grands. L'ajustement devient meilleur lorsque l'on supprime ces trois zones, mais les résultats finals restent sensiblement inchangés.

I.2.1 - DEPOUILLEMENT DES CLICHES :

Nous voulons chercher les événements du type 6 branches à l'état final. Pour pouvoir obtenir un bon résultat de mesure d'un événement considéré, nous prenons seulement les événements se produisant suffisamment près de la zone centrale de la chambre afin de pouvoir mesurer chaque trace avec une longueur raisonnable.

Sur la table de dépouillement, nous avons mis une grille dont chaque case a un numéro. Cette grille a pour rôle, d'une part de définir grossièrement le volume utile de la chambre, d'autre part de faciliter le relevé d'un événement une fois trouvé. Nous avons pris la vue (EXIT 3) comme vue de référence.

Les événements 6B repérés peuvent être classés en trois catégories :

- 1°) : 6 branches simples : Un apex, une trace incidente et six traces secondaires. Nous retenons cette catégorie d'événements pour la mesure.
- 2°) : 6 branches avec interaction secondaire : Si le point d'interaction secondaire est suffisamment éloigné de l'apex primaire, nous gardons cet événement pour la mesure, sinon il sera classé dans la catégorie des événements non mesurables.
- 3°) : 6 branches à exclusion :

a) : "Paires de Dalitz" : ce sont des paires d'électrons qui se produisent à l'apex, correspondant à la désintégration du $\pi^0 (\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma)$. Les électrons de faible impulsion (~ 150 MeV/c) peuvent être reconnus facilement car ils ont une ionisation minimale par rapport aux pions ou kaons ayant la même impulsion.

Les événements du type $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$ seront classés dans les événements à 4 branches. Par contre, nous retenons les événements du type "8 branches" apparentes, qui, en fait, sont les événements à 6 branches avec une paire de Dalitz : $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^- \pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$

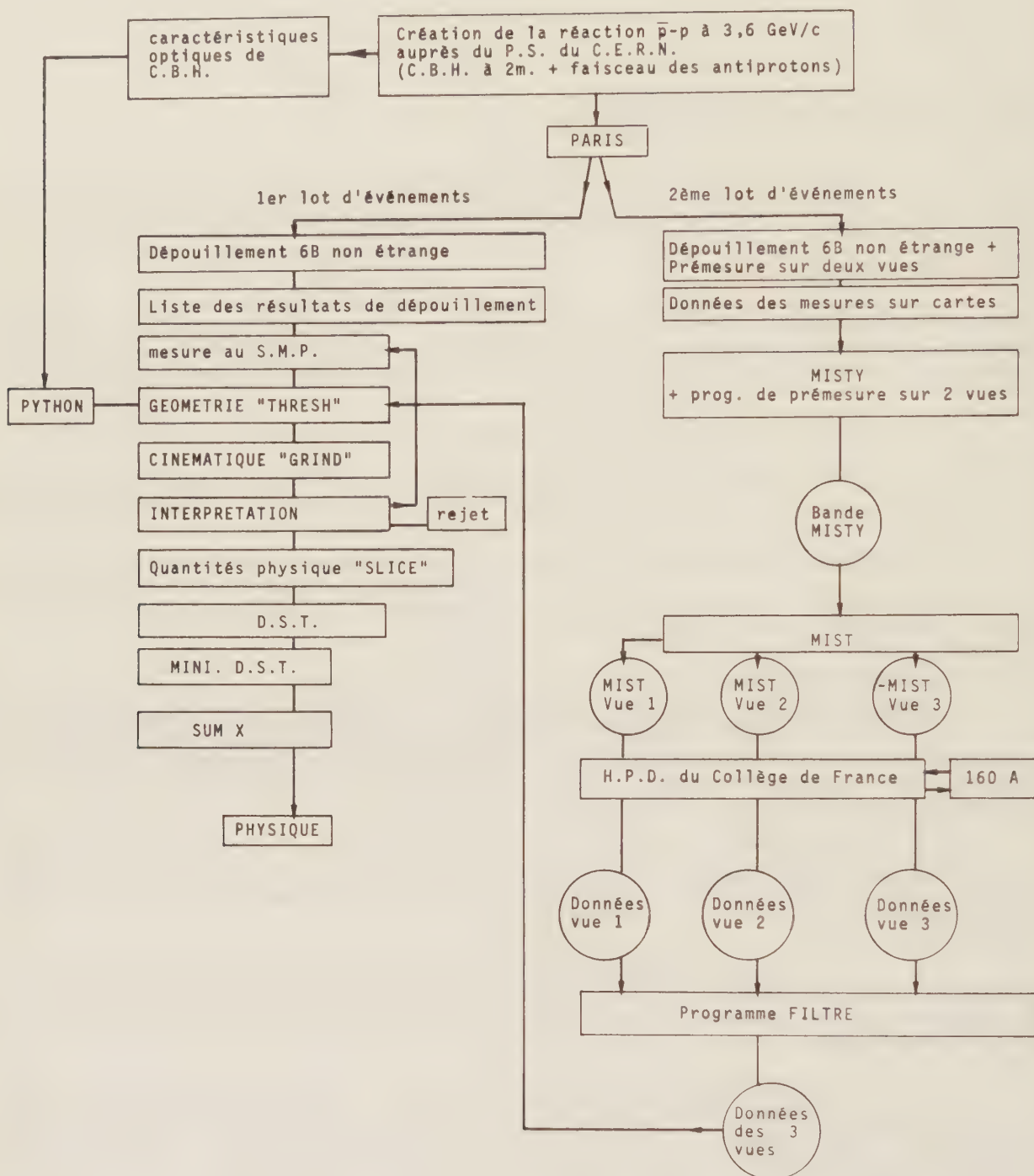
Si les deux électrons ont de grandes impulsions, ils ne sont pas reconnus; ce type d'événements fera partie du lot d'événements à mesurer et constituera une faible contamination qui pourra être éliminée plus tard par les calculs cinématiques.

b) : Les événements associés avec un $V^0 (V^\pm)$ qui est produit lors de la désintégration d'un $K^0 (K^\pm)$. Comme, pour le moment, nous ne nous intéressons qu'à la physique des pions, cette catégorie d'événements est retenue mais nous ne les mesurons pas. Pour la même raison, les événements de 6 branches simples avec $K^\pm$ identifiable, soit par l'ionisation, soit plus tard par les calculs cinématiques, seront aussi écartés dans cette étude.

Les événements ainsi repérés sont donnés aux appareils de mesure.

I.2.2 - MESURE DES EVENEMENTS ET TRAITEMENT DES DONNEES DE MESURE :

Le schéma suivant donne une vue d'ensemble de différentes phases du déroulement de cette expérience :

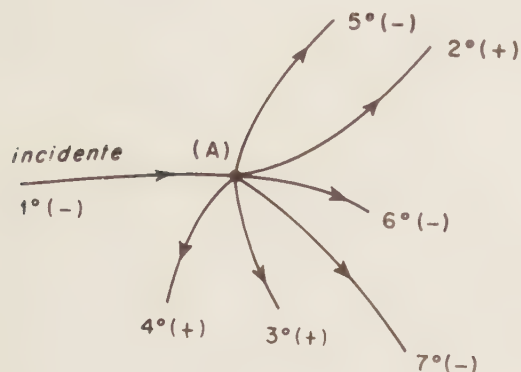


A) - Mesure des événements :

Pour le premier lot d'événements (environ 10.000 événements), nous avons utilisé les appareils classiques du type S.M.P. de notre Institut en ligne avec la Calculatrice CDC 3600. .

Pour le second lot d'événements (environ 6000 événements), nous avons utilisé le H.P.D. du Collège de France. Ces événements ont dû être prémesurés auparavant sur les tables de pré mesure de notre Institut.

Les traces d'un événement à 6 branches sont mesurées (ou prémesurées) dans l'ordre suivant (voir la figure ci-contre) :



Cet ordre est purement conventionnel.

Pour le S.M.P., on mesure sur trois vues stéréoscopiques tout d'abord la trace incidente, ensuite les traces secondaires positives et enfin les traces secondaires négatives. Suivant la longueur des traces, on mesure 3 à 7 points par trace. Le premier point est toujours l'apex (A) .

Pour la pré mesure, comme l'impulsion du faisceau sera imposée dans les calculs cinématiques, nous ne prémesurons pas la trace incidente. L'ordre de pré mesure sur les traces secondaires est le même que dans le cas précédent et on pré mesure seulement 3 points par trace.

Les événements de nos collaborateurs du CERN sont mesurés entièrement par le H.P.D. du CERN.

A Paris, nous avons pu mettre au point une méthode de pré mesure simplifiée dont le principe est le suivant : (Voir Appendice I pour les calculs détaillés et réf. 14).

En général, les événements destinés à être mesurés par les appareils de mesure automatique du type H.P.D. sont prémesurés sur trois vues stéréoscopiques. Le principal but de la pré mesure est d'alléger la recherche des traces à partir de l'image digitalisée fournie par le H.P.D. Elle permet de définir des routes dans lesquelles doivent être recherchées les traces d'un événement et ne nécessite donc pas une très grande précision. C'est ce qui nous a amenés à penser qu'il serait peut-être possible de prémesurer seulement deux vues stéréoscopiques, la troisième étant reconstruite à l'aide des deux autres par un procédé géométrique. Lorsque l'on connaît la disposition exacte des axes optiques des caméras de prise de vue, il est possible de retrouver, à partir de deux vues, les points correspondants sur la troisième. Ce principe est à la base de la méthode de mesure graphique des clichés de chambre à bulles.

Notre procédé de pré mesure sur deux vues est le suivant : sur chacune des deux vues, nous mesurons deux "croix de pré mesure" et trois points bien répartis sur chaque trace secondaire, le premier étant toujours l'apex de l'événement. Pour reconstruire la trace correspondante sur la troisième vue, on procède de la façon suivante :

- 1) On choisit une vue de référence (nous avons choisi la vue EXIT 3);
- 2) On superpose les deux "croix de pré mesure" de la deuxième vue sur celles de la vue de référence;
- 3) Après cette opération, tout couple de points correspondants sur les deux vues prémesurées donne systématiquement un point correspondant sur la troisième vue par la méthode graphique;
- 4) La trace reconstruite est alors représentée par l'arc de cercle qui passe par les trois points de la troisième vue correspondant à ceux prémesurés sur la vue de référence.



Fig. 10 : Comparaison entre les traces prémesurées d'une vue et les mêmes traces reconstruites à partir de deux autres vues : -- traces prémesurées; --- traces reconstruites. Les coordonnées sont exprimées en unités de codeur (1 unité de codeur correspond à 7 microns sur film).

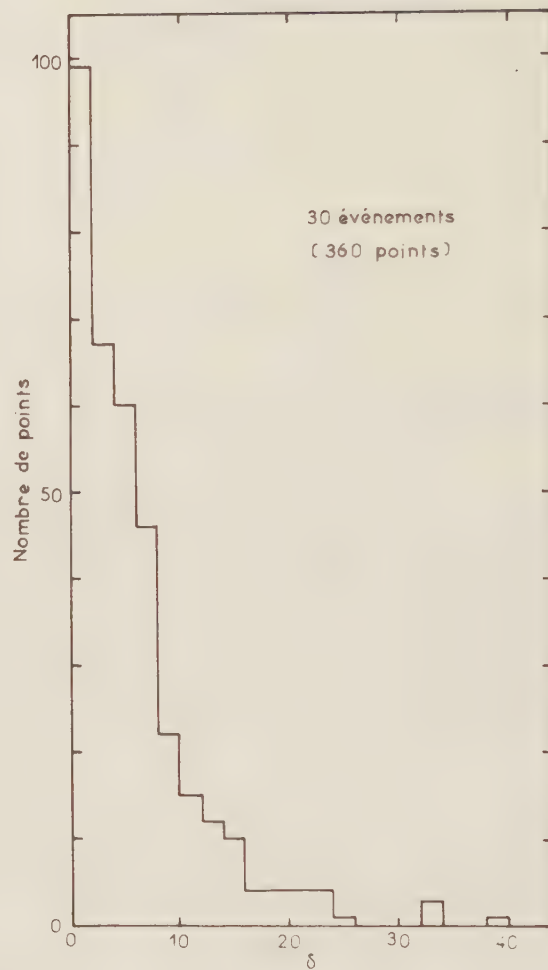


Fig. 11 : Distribution des distances δ entre les points prémesurés et les traces reconstruites (δ , unités de codeur; 1 unité de codeur correspond à 7 microns sur film).

La figure 10 montre la reconstruction d'un événement à 4 branches; les courbes en traits pleins représentent les traces prêmesurées, tandis que les courbes pointillées représentent les mêmes traces reconstruites à partir de la méthode précédente. On voit que les résultats obtenus sont satisfaisants.

La figure 11 donne une idée générale de l'écart entre la trace mesurée et la trace reconstruite. On voit que l'écart est tout à fait acceptable pour le masque; l'écart maximal est inférieur à 630μ et 97% des points ont un écart inférieur à 175μ (l'erreur longitudinale admise pour le masque est de l'ordre de $\pm 1000 \mu$ sur le film).

Nous allons voir dans les paragraphes suivants que le deuxième lot d'événements ainsi traités et mesurés par le H.P.D. donne des résultats compatibles avec ceux du premier lot d'événements mesurés par le S.M.P.

Enfin, je pense que cette méthode de prémessure est utilisable; elle nous a permis de

- 1) - gagner environ un facteur 1/3 sur le temps de prémessure (4 minutes au lieu de 6 minutes par événement);
- 2)-diminuer le nombre de cartes de prémessure qui n'est pas négligeable (6 cartes au lieu de 9 pour un événement à 6 branches);
- 3)-simplifier la construction de la table de prémessure ou, en l'état actuel des choses utiliser deux fois moins de tables de prémessure. Mais elle nécessite un traitement de calcul supplémentaire : par exemple, sur la "CDC 3600", un événement prêmesuré sur trois vues demande 0,25 s/ événements, alors qu'un événement prêmesuré sur deux vues demande 0,54 s/événement, ce qui est négligeable par rapport au temps de prémessure.

Signalons que certaine amélioration de la méthode a été faite récemment, le résultat des tests paraît très encourageant (15).

Les programmes qui suivent la prémessure sont les suivants : (voir réf. 11 pour les descriptions détaillées)

- a) - MISTY : C'est le programme qui teste la qualité de la prémessure d'après les cartes et transforme les coordonnées bipolaires des points de prémessure en coordonnées cartésiennes.
- b) - MIST : C'est le programme qui étudie la topologie sommaire de l'événement, d'après les informations provenant de la bande MISTY, pour donner le nombre de balayages (normaux et perpendiculaires) que nécessite la mesure du cliché en définissant, pour chacun d'eux, la trajectoire du chariot du H.P.D. et le masque correspondant. Ensuite, il fournit, pour chaque vue, une bande MIST qui contient les renseignements nécessaires au contrôle de la mesure (avance et positionnement des clichés, etc.). La bande MIST est lue par la 160 A (CDC).
- c) - Programme de Filtrage : Le rôle de ce programme consiste à choisir parmi les points, dans le masque, ceux qui sont "presque" uniformément répartis sur une trajectoire "presque" lisse et "presque" linéaire (par rapport au bord du masque).

B) - Traitement des données de mesure :

Les résultats des mesures des événements mis sur bandes magnétiques sont traités par la chaîne des programmes standards du CERN suivants :

- a) - THRESH : C'est le programme qui reconstitue la géométrie des événements dans l'espace. Il a besoin, premièrement des coordonnées exactes des caméras et des croix fiduciaires au moment des prises de vue, deuxièmement des indices de réfraction des milieux entre les objectifs et l'endroit où se produit l'événement et enfin, des coefficients de distorsions optiques dues à différentes causes, pour la formule de transformation des coordonnées d'un point sur le film en coordonnées dans l'espace. C'est le programme "PYTHON"

qui fournit toutes ces données en jouant sur les paramètres géométriques, optiques de la chambre (donnés par le responsable de la chambre, voir § I.1.2 . B.β.) et les coordonnées des croix fiduciaires provenant des appareils de mesure (I.E.P. par exemple).

- b) - GRIND : Ce programme utilise les hypothèses de masses que le physicien impose sur les traces secondaires pour vérifier la conservation du quadrivecteur impulsion-énergie. Cette vérification se fait par un procédé d'ajustement; il en résulte une probabilité d'existence de la réaction considérée qu'on appelle alors hypothèse. Les informations concernant chaque hypothèse sont ensuite transcrites sur bande magnétique Librairie GRIND. Dans notre étude, nous avons fait les hypothèses des réactions possibles comme suit :

$$\bar{p}p \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^- \quad (1)$$

$$\pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^- \pi^0 \quad (2)$$

$$K^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^- K^0 \quad (3)$$

$$\pi^+ \pi^+ \pi^+ K^- \pi^- \pi^- K^0 \quad (4)$$

$$K^+ \pi^+ \pi^+ K^- \pi^- \pi^- \quad (5)$$

$$K^+ \pi^+ \pi^+ K^- \pi^- \pi^- \pi^0 \quad (6)$$

$$p \pi^+ \pi^+ \bar{p} \pi^- \pi^- \quad (7)$$

$$p \pi^+ \pi^+ \bar{p} \pi^- \pi^- \pi^0 \quad (8)$$

$$p \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^- \bar{N} \quad (9)$$

$$\pi^+ \pi^+ \pi^+ \bar{p} \pi^- \pi^- N \quad (10)$$

$$\pi^- p \rightarrow p \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^- \quad (11)$$

$$p \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^- \pi^0 \quad (12)$$

$$\pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^- N \quad (13)$$

- c) - SLICE et constitution de la D.S.T. : Les hypothèses retenues par les physiciens après avoir examiné sur la sortie de GRIND (sur papier) sont perforées sur cartes et sont introduites comme données au programme "SLICE" qui effectue une sélection sur la bande "Librairie GRIND" des quantités qui nous intéressent. Ces quantités sont ensuite enregistrées sur des bandes magnétiques appelées D.S.T. (DATA-SUMMARY-TAPE).

- d) SUMX et MINI D.S.T. : Le programme SUMX permet aux physiciens de faire des histogrammes à partir des données expérimentales inscrites sur les D.S.T. Il peut aussi retranscrire certaines quantités de D.S.T. , à l'usage particulier du physicien, sur une autre bande magnétique que l'on appelle "MINI D.S.T.".

I.2.3 - CRITERES DE SEPARATION DES HYPOTHESES :

Les sorties de GRIND nous donnent des hypothèses possibles pour chaque événement. Nous examinons ces hypothèses sur la table de projection avec les critères suivants qui sont basés sur la probabilité (P), le carré de la masse manquante (Mm^2) et l'ionisation (I) :

1^{er} cas : Une seule hypothèse possible.

- Pour les hypothèses à 4 contraintes, on classe l'événement lorsque $P > 1\%$ et $(Mm^2) < (m_{\pi^0})^2$.

- Pour les hypothèses à 1-contrainte, on classe l'événement lorsque $P > 1\%$ et $(Mm)^2$ est compatible avec la masse de la particule neutre attendue. Si $(Mm)^2$ est trop élevée, on garde encore l'événement et on fera plus tard une coupure en masse par le SUMX après avoir examiné le spectre de masse manquante.

2^{ème} cas : Plusieurs hypothèses possibles.

- Nous donnons, d'après l'ionisation, la priorité aux hypothèses (1) et (2) (définies au paragraphe précédent); ensuite, nous essayons de faire la sélection d'après P et $(Mm)^2$. Si les P et $(Mm)^2$ sont compatibles pour hypothèses (1) et (2), nous donnons la priorité à l'hypothèse (1). Si les P et $(Mm)^2$ sont plus favorables pour l'hypothèse (2), nous classons l'événement dans la catégorie "Ambiguë", car les conditions de quatre contraintes sont plus sévères que celles de 1-contrainte.

- Lorsque les particules secondaires sont très énergiques (impulsions > 1 GeV/c), les P, (Mm^2) et I ne peuvent plus nous donner d'indications sur la réaction; on classe l'événement dans la catégorie "Ambiguë multiple".

3^{ème} cas : Evénements non ajustables.

Il existe des événements dont la sortie de GRIND ne donne pas d'hypothèse. Mais on peut très bien identifier la nature des traces secondaires. Ces événements, en général, ont une masse manquante très élevée; s'il n'y a pas d'erreur de mesure appréciable, nous les classons dans la catégorie "non ajustable" et ils font partie des réactions "multineutres".

4^{ème} cas : Evénements non mesurables.

Ce sont des événements qui sont mal mesurés à cause des traces secondaires trop courtes ou du manque d'attention des mesureurs. A Paris, faute de temps, nous n'avons pas pu les donner à remesurer; nous classons ces événements dans la catégorie "non mesurable" en considérant qu'ils sont répartis avec la même probabilité pour toutes les hypothèses possibles.

CONCLUSION :

D'après les critères de sélection cités précédemment, nous avons pu classer 1134 événements pour la réaction (1) et 4.945 événements pour la réaction (2). Ce sont les deux réactions qui nous intéressent pour cette étude.

Les figures 12 et 13 montrent les distributions des probabilités et du carré de la masse manquante correspondant aux réactions (1) et (2).

On voit que :

1) - Pour les événements à 4-contraintes (Fig. 12), la distribution de probabilité et la distribution du carré de la masse manquante ont une allure normale.

2) - Pour les événements à 1-contrainte (Fig. 13), la distribution de probabilité montre un excès d'événements pour $P < 5\%$; ceci est dû probablement à la contamination des événements "multineutres" et aux événements mal mesurés. La distribution du carré de la masse manquante a une allure normale, mis à part un étalement vers les masses élevées correspondant aux multineutres.

3) - Les deux lots d'événements (événements mesurés au S.M.P. et événements mesurés au H.P.D.) donnent des spectres semblables.

En conclusion, nos événements sont bien sélectionnés. Pour les analyses ultérieures, nous avons fait une coupure en probabilité ($P > 5\%$) et une coupure en masses $\{(Mm)^2 < (\text{masse de } 2\pi^0)^2\}$ pour la réaction (2).

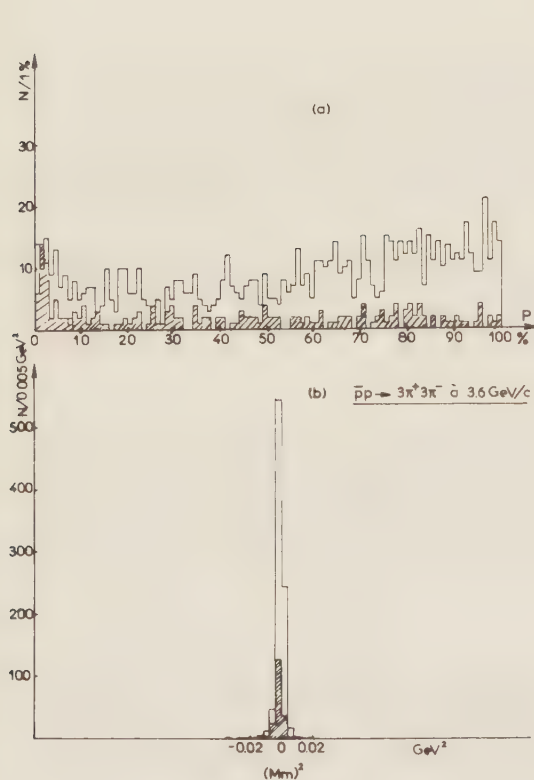


Fig. 12 : (a) Distribution de probabilité et (b) Distribution du carré de la masse manquante pour la réaction (1) $pp \rightarrow 3\pi^+3\pi^-$.
 □ : événements mesurés au S.M.P. (880 événements);
 ▨ : événements mesurés au H.P.D. (197 événements).

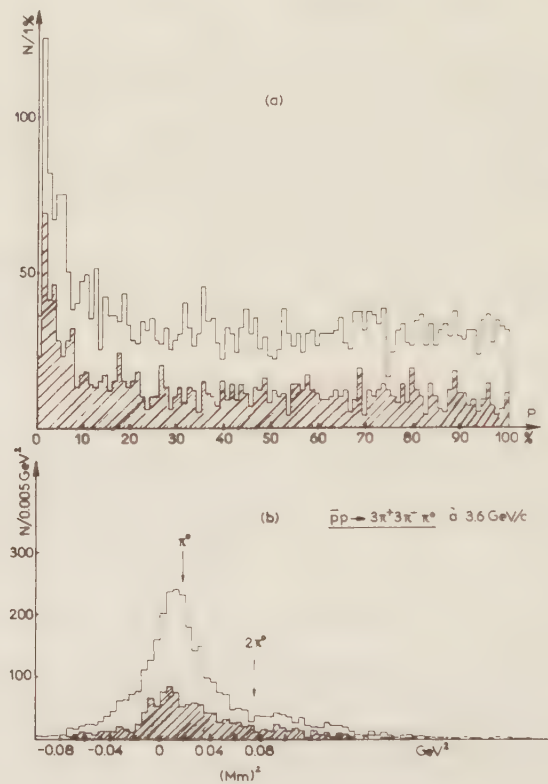


Fig. 13 : (a) Distribution de probabilité et (b) distribution du carré de la masse manquante pour la réaction (2) $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-\pi^0$.
 □ : événements mesurés au S.M.P. (3450 événements);
 ▨ : événements mesurés au H.P.D. (1346 événements).

I I - P A R T I E T H E O R I Q U E

INTRODUCTION

Les études théoriques faites pendant ces dix dernières années sur les interactions hadroniques ont suivi deux voies qui toutes deux ont eu certain succès.

La première, consacrée à la dynamique des interactions fortes, étudie l'analyticité de la matrice S et sa propriété de "croisement" ainsi que l'analyticité de "seconde espèce" dans le plan de la variable "moment angulaire", c'est-à-dire des pôles de Regge.

La seconde consiste à classifier les particules et les résonances en multiplets de SU_3 . L'algèbre des courants qui appartiennent à des multiplets de SU_3 a prolongé SU_3 en certaines relations dynamiques pour les interactions fortes, qui sont souvent bien vérifiées expérimentalement, ce qui laisse à penser que tous ces multiplets pourraient être construits avec les particules fondamentales du triplet ou quarks. Cette dernière idée a conduit au "modèle des quarks".

Je me contenterai de rappeler dans les deux chapitres suivants les idées générales et les conséquences des recherches faites dans ces deux voies.

C H A P I T R E II.1 - MODELES DYNAMIQUES DES INTERACTIONS FORTES

L'étude des interactions hadroniques telle qu'elle a été menée jusqu'à présent peut en gros se diviser en deux domaines d'intérêt :

- 1) Les réactions à 2 corps ou quasi 2 corps
- 2) Les réactions à production multiple

Cette séparation n'a rien de logique si ce n'est que les difficultés rencontrées dans le premier cas peuvent être plus nettement définies que dans le second.

Il est certain que l'unitarité de la matrice S oblige à ne pas considérer les cas 1) et 2) comme indépendants.

Cependant beaucoup d'études théoriques ont été consacrées au cas 1).

Elles montrent que dans le domaine des hautes énergies la notion de pôle de Regge est fondamentale et que dans le domaine d'énergie de l'ordre du GeV le mécanisme des résonances joue un rôle prédominant.

Lorsqu'il s'agit de comprendre le cas 2), les résultats obtenus dans le cas 1) peuvent alors servir d'indication et de guide pour tenter une explication des phénomènes observés.

En général on essaye d'utiliser des méthodes basées sur l'analyticité, et la symétrie de croisement de l'amplitude de diffusion. Ces moyens qui se révèlent assez efficaces dans le cas 1) deviennent d'un emploi extrêmement difficile lorsqu'il s'agit d'une multiproduction. Restreignant alors considérablement les possibilités que l'on peut envisager pour construire une théorie dans ce domaine, on peut se concentrer sur quelques modèles dont les caractères peuvent être facilement confrontés avec l'expérience. Nous pouvons citer les modèles suivants sans entrer dans les détails : Modèle optique, modèle statistique, modèle d'échange, modèles dérivés des pôles de Regge.

Parmi ceux-ci, le modèle statistique garde toujours, jusqu'à présent sa valeur. Comme il est déjà très familier, je me dispenserai d'en parler. Cependant, le modèle des pôles de Regge, qui est le plus important du point de vue théorique pour l'analyse des collisions hadroniques à hautes énergies, a été très bien développé au cours de ces dernières années et donne beaucoup de résultats intéressants et encourageants. C'est pour cette raison que je voudrais en donner une vue générale. Les modèles, qui en dérivent et qui ont beaucoup de succès sont :

- 1°) Le modèle multipériphérique utilisé phénoménologiquement et abordé par CHAN et ses collaborateurs (16) ;
- 2°) Le modèle de Veneziano (17).

1°/ Modèle multipériphérique C.L.A. :

Les auteurs étudient principalement les réactions $A+B \rightarrow n$ particules avec des énergies plus grandes ou égales à 5 GeV.

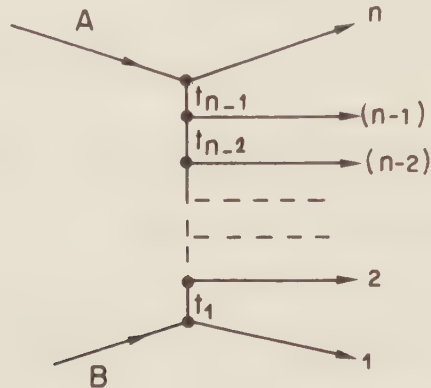
Vu le succès remporté par le modèle d'échange d'un pôle de Regge

dans les interactions du type : $A+B \rightarrow 1+2$, ils en concluent qu'une généralisation à des échanges multiples est possible.

Le modèle employé est adapté de façon à tenir compte d'un comportement à haute énergie "à la Regge" et pour décrire une situation approximativement statistique lorsque l'énergie des particules produites est faible.

Une interpolation est faite entre ces 2 régions.

La paramétrisation employée est la suivante : l'amplitude de la réaction s'écrit :



$$|A| = \prod_{i=1}^{n-1} \left(\frac{g_i s_i + Ca}{s_i + a} \right) \left(\frac{s_i + a}{a} \right)^{\alpha_{i0}} \left(\frac{s_i + b_i}{b_i} \right)^{t_i}$$

avec

$$s_i = (p_i + p_{i+1})^2 - (m_i + m_{i+1})^2$$

$$t_i = (p_A - \sum_{r=1}^i p_r)^2$$

Dans le domaine où $s_i \gg a$, on a :

$$|A| \approx \pi_i g_i \left(\frac{s_i}{a} \right)^{\alpha_{i0}} \exp \{ (B_i + \log s_i) t_i \} \quad \text{avec } B_i = - \log b_i$$

Dans le domaine où $s_i \ll a$ l'amplitude est prise constante. α_{i0} est l'ordonnée de l'intersection de la ième trajectoire de Regge envisagée avec l'axe $t = 0$

$$\alpha_{i0} = \begin{cases} \alpha_+ & \text{pour un échange de meson avec G parité positive} \\ \alpha_- & \text{pour un échange de meson avec G parité négative} \\ \alpha_n & \text{pour un échange de nucléon.} \end{cases}$$

$$g_i = \begin{cases} g_\pi & \text{est la constante de couplage pour un échange de meson} \\ g_n & \text{est la constante de couplage pour un échange de nucléon} \end{cases}$$

C, a sont des facteurs d'échelle.

$$b = \begin{cases} b_{EA} & \text{correspond à la paire de particules 1,2 et au transfert } t_1 \\ b_{EB} & \text{correspond à la paire n,n-1, et au transfert } t_{n-1} \\ b_i & \text{correspond aux échanges intermédiaires} \end{cases}$$

Le calcul a été fait avec symétrisation et en ajoutant les diagrammes de façon non cohérente :

$$|A|^2 = |A_1|^2 + |A_2|^2 \dots\dots$$

Ce modèle donne les résultats suivants :

- a) Bonne description pour les distributions des impulsions longitudinales des protons et des pions pour différentes multiplicités.
- b) Bonne description pour les distributions des impulsions transverses moyennes des p et π en fonction de la multiplicité.
- c) Bonne distribution des impulsions transverses moyennes des protons et des pions en fonction des impulsions longitudinales à multiplicité fixe.
- d) Bonne description pour les distributions angulaires des π et p pour différentes énergies.

Mais avec ce modèle n'ont pas été étudiés

- 1°) une méthode pour inclure la formation de résonances dans le calcul ;
- 2°) les corrélations entre particules finales, (seules les distributions pour chaque particule ont été étudiées) ;
- 3°) la valeur absolue des sections efficaces (et non pas seulement des distributions normalisées).

On voit que le modèle de CHAN et al. correspond dans une large mesure à la réalité physique, bien que tous ses aspects n'aient pas été étudiés de façon systématique.

Cependant, ce modèle n'est pas conçu pour traiter le problème des résonances qui est le but de cette étude.

2°/ Modèle de Veneziano :

Durant ces dernières années, les recherches sur la collision de deux hadrons ont conduit à penser que l'amplitude de diffusion vérifie les conditions suivantes :

- 1) Unitarité
- 2) Analyticité
- 3) Croisement
- 4) Comportement asymptotique à la Regge
- 5) Trajectoires de Regge linéaires

On essaie de construire une fonction avec ces propriétés mais, une telle fonction étant très difficile à réaliser, on est obligé d'abandonner provisoirement la condition 1) et de chercher une solution qui satisfait les conditions 2) à 5).

Le résultat est alors le fameux modèle de Veneziano.

Le modèle de Veneziano utilise pour exprimer l'amplitude A les fonctions Γ . La fonction Γ a les propriétés suivantes :

1) $\Gamma(z)$ est une fonction analytique d'une variable complexe de z , excepté pour les pôles $z = 0, -1, -2, \dots$

2) Quand $|z| \rightarrow \infty$, z non réel négatif

$$\Gamma(z) \approx \sqrt{2\pi} z^{-z} e^{-z} \quad (\text{formule de Stirling}).$$

L'expression proposée par Veneziano comme une représentation explicite de l'amplitude de diffusion de $\pi-\pi$ par exemple, est :

$$A(s,t) = \beta \frac{\Gamma(1-\alpha_s) \cdot \Gamma(1-\alpha_t)}{\Gamma(2 - \alpha_s - \alpha_t)} + \text{termes obtenus par permutation } s,t,u$$

où α_s et α_t sont les trajectoires de Regge qui contribuent à l'amplitude dans les canaux s et t , trajectoires supposées variant linéairement avec l'énergie ; β est une constante. On voit que cette amplitude, satisfait les conditions de croisement, du comportement asymptotique de Regge à hautes énergies et des pôles de résonances à basses énergies. Elle a la propriété de dualité (19,20), la même amplitude ayant les pôles qui correspondent à des résonances dans la voie s , à basse énergie, et le comportement à la Regge à haute énergie (la notion de dualité est donnée dans l'appendice 2). Par contre, elle ne satisfait pas aux règles de somme à énergie finie (FESR) d'où l'on a déduit initialement la notion de dualité.

On espère pouvoir plus tard construire un modèle phénoménologique à partir de ce modèle pour expliquer en grande partie les processus hadroniques.

Cependant, jusqu'à ce jour, personne n'a réussi encore à construire un modèle de Veneziano acceptable pour des réactions aussi compliquées que celles que nous étudions ici (résonances lourdes); aussi pour cette étude nous nous contenterons d'utiliser la prédiction des trajectoires linéaires des pôles de Regge sur le graphique de CHEW, FRAUTSCHI proposé par ROOS avec le modèle du type de Veneziano (Fig. 14).

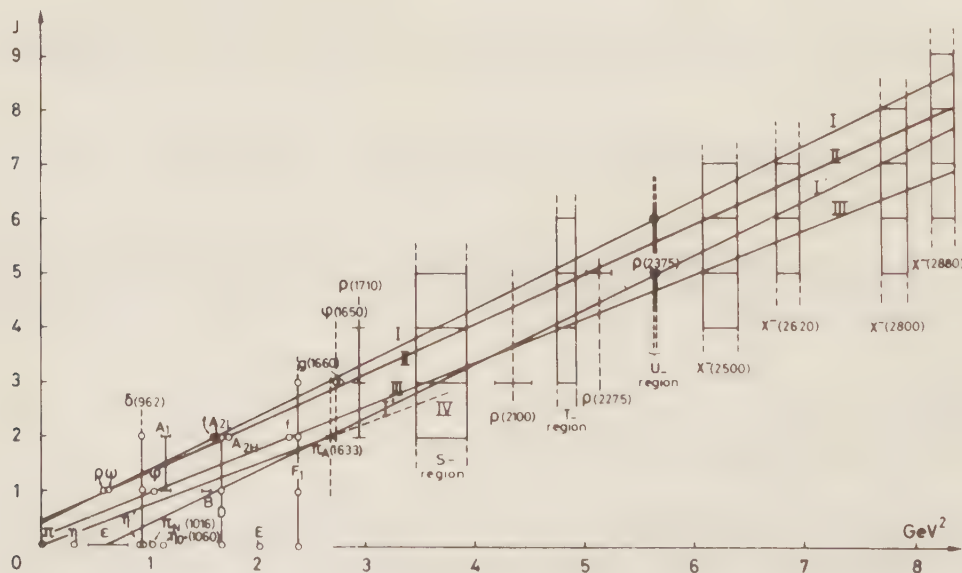


Fig. 14 : Prédiction des trajectoires linéaires des pôles de Regge sur le graphique de CHEW, FRAUTSCHI proposé par MATTS ROOS avec le modèle du type de Veneziano (CERN/DD/DH/69/30)

En 1964, M. GELL-MANN (21) et G. ZWEIG ont suggéré que tous les hadrons observés pourraient être composés par des particules et antiparticules de charge fractionnelle nommées "Quarks", formant le triplet fondamental de SU_3 et son conjugué de charge. A partir de ces assemblages de quarks, on peut construire tous les multiplets de $SU(3)$; c'est le modèle des assemblages de quarks.

Les nombres quantiques attribués aux quarks sont résumés dans le tableau suivant :

Quark	J^P	I	I_z	S	B	Y	Q
q_1	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$
q_2	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$
q_3	$\frac{1}{2}^+$	0	0	-1	$\frac{1}{3}$	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$

où J^P : spin-parité

I, I_z : isospin et sa projection sur l'axe z

S : étrangeté

B : nombre baryonique

$Y = B + S$: hypercharge

Q = charge électrique qui est liée à Y et I_z par la formule de GELL-MANN

NISHIJIMA : $Q = I_z + \frac{1}{2}Y$

Les anti-quarks ayant pour symbole $\bar{q}$ ont les nombres quantiques opposés à ceux des quarks.

Les baryons, comme les bosons, peuvent être construits à partir des quarks. Mais, pour cette étude, nous nous intéressons plus particulièrement aux bosons; c'est pour cette raison que nous parlerons simplement du modèle des quarks pour les bosons.

Modèle de quarks pour les bosons :

Les bosons sont supposés construits à partir de paires quark-anti-quark. On obtient ceux d'un octet de SU_3 de spin et parité fixés (JP) par :

$$M_i = \bar{q} \lambda_i q = \sum_{\alpha\beta} \bar{q}_\alpha (\lambda_i)_{\alpha\beta} q_\beta$$

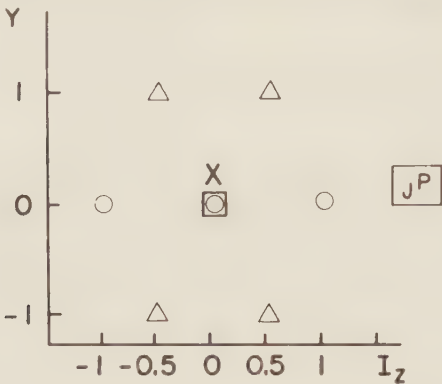
où les λ_i ($i=1,\dots,8$) sont les matrices de GELL-MANN pour le triplet.

On peut y adjoindre le singulet de SU_3 de même J^P :

$$M_0 = \frac{\bar{q}q}{\sqrt{3}} = \frac{\bar{q}_1q_1 + \bar{q}_2q_2 + \bar{q}_3q_3}{\sqrt{3}}$$

L'ensemble forme un "nonet" de U_3 .

Un nonet peut être représenté dans le plan $Y-I_z$ par la figure suivante :



Les neufs états peuvent être décrits comme suit :

Isotriplet	0	$\bar{q}_2q_1, \bar{q}_1q_2, \frac{1}{\sqrt{2}} \{ \bar{q}_2q_1 + q_1q_2 \}$
2 doublets étranges	Δ	$\bar{q}_3q_1, \bar{q}_1q_3, \bar{q}_3q_3, \bar{q}_2q_3$
Etat octet isoscalaire non étrange (idéal)	$\square$	$\frac{\bar{q}_1q_1 + \bar{q}_2q_2 - 2\bar{q}_3q_3}{\sqrt{6}}$
Etat singulet isoscalaire non étrange (idéal)	$\times$	$\frac{\bar{q}_1q_1 + \bar{q}_2q_2 + \bar{q}_3q_3}{\sqrt{3}}$

Ces deux états peuvent être mélangés.

L'effet de moment angulaire L (excitation) :

Les nonets sont caractérisés par leur spin-parité (J^P). Deux nonets de base sont obtenus pour une onde - s de l'interaction $\bar{q}q$:

Le 1er nonet s'appelle "nonet pseudoscalaire" avec (J^P) = (0^-) pour l'état singulet de $\bar{q}q$ (spin $S = 0$)

Le 2ème nonet s'appelle "nonet vectoriel" avec (J^P) = (1^-) pour l'état triplet de $\bar{q}q$ (spin $S = 1$).

En donnant un moment angulaire orbital L à la paire de $\bar{q}q$, on obtient un super-multiplet contenant 4 nonets; on a 4 états possibles car les combinaisons de $\vec{L}$, $\vec{S}_\alpha$, $\vec{S}_\beta$ fixés que l'on peut faire pour obtenir des J déterminés sont au nombre de quatre.

Les états possibles sont alors $(2S+1)_{LJ}$. On a un état "singulet": $^1_{LL}$ et trois états "triplets": $^3_{L(L-1)}$, $^3_{LL}$ et $^3_{L(L+1)}$.

Pour une série infinie de valeurs de L , une suite infinie de "4-nonets" super-multiplets est ainsi obtenue.

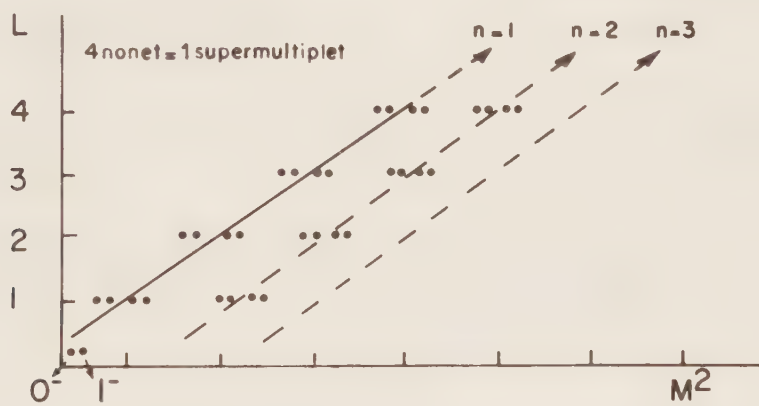
La parité d'un nonet est donnée par : $P = (-1)^{L+1}$

La parité de conjugaison de charge C pour les états neutres $I_z = 0$, $Y = 0$ est : $C = (-1)^{L+S}$.

C alterne d'un super-multiplet au suivant et est opposée entre les états "singulet" et "triplet" dans un 4-nonet donné.

La G parité est : $G = (-1)^{L+S+I} = C(-1)^I$.

Enfin, on remarque qu'en plus de l'excitation L , on peut ajouter une oscillation radiale (excitation "n") à la paire de $\bar{q}q$ considérée comme une molécule diatomique. On aura alors pour chaque trajectoire L des super multiplets un nombre infini de recurrences pour les masses élevées, mais avec les mêmes nombres quantiques que ceux de l'état fondamental. On peut schématiser les masses des super multiplets bosoniques avec les excitations simultanées L et n dans la figure ci-contre :



A l'intérieur d'un super-multiplet, l'écart entre les masses de ses 4 nonets est probablement donné par les forces d'interaction spin-moment orbital répulsives dans l'état $J = L+1$

$$M_{S,0} \sim J(J+1) - L(L+1) - S(S+1)$$

Ceci conduit à un espacement suivant pour les 4 nonets :

	$^3_{L(L-1)}$	$^3_{LL}$	$^1_{LL}$	$^3_{L(L+1)}$
S	1	1	0	1
L	L	L	L	L
J	L-1	L	L	L+1
$M_{S,0}$	-(L+1)	-1	0	+L

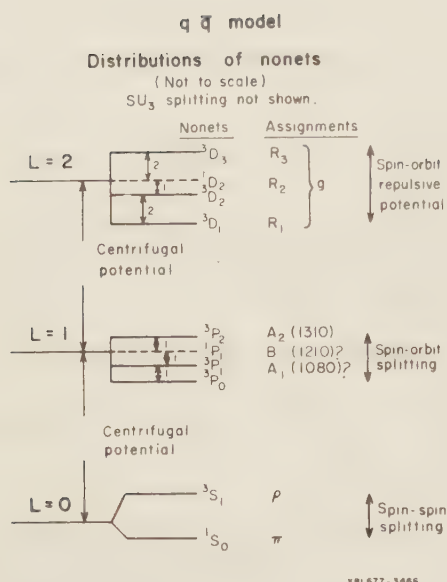


Fig. 15 : Effet de moment angulaire L (excitation) du modèle des quarks.
(GERSON, GOLDBABER, proceedings of the 1967 CERN school of physics, CERN 67-24, vol. III).

Pour $L = 1, 2$, on a bien les espacements correspondants aux observations expérimentales (Fig. 15). DALITZ (22) suggère que $M_{S,0}$ devient rapidement petit (par rapport aux espacements des super multiplets) quand L augmente, ceci suppose que les mesons lourds (S.T.U) sont des super multiplets inséparables.

Entre les super multiplets, on suppose que la molécule $q\bar{q}$ est un système fortement lié dans un puits de potentiel profond. Les niveaux d'énergie correspondant à une excitation orbitale L sont donnés par :

$$E = L(L+1) \frac{\hbar^2}{2m_0 \langle r^2 \rangle}$$

$$\text{d'où : } \delta m^2 \approx 2E_{m_0} \propto \frac{L(L+1)}{\langle r^2 \rangle}$$

Pour un rotateur rigide, on a $\langle r^2 \rangle = \text{constante}$ et $E \sim L^2$.

En tenant compte de l'observation expérimentale de la linéarité de L par rapport à m^2 pour la trajectoire ρA_2 ,

on est obligé de supposer que la molécule se déforme, c'est à dire que $\langle r^2 \rangle_L$ croît avec L . DALITZ (6) a signalé que pour un oscillateur harmonique à 3 dimensions avec un potentiel $V = V_0 + e r^2$, on a $\langle r^2 \rangle$ sensiblement proportionnel à L , ce qui exprime la linéarité entre L et M^2 .

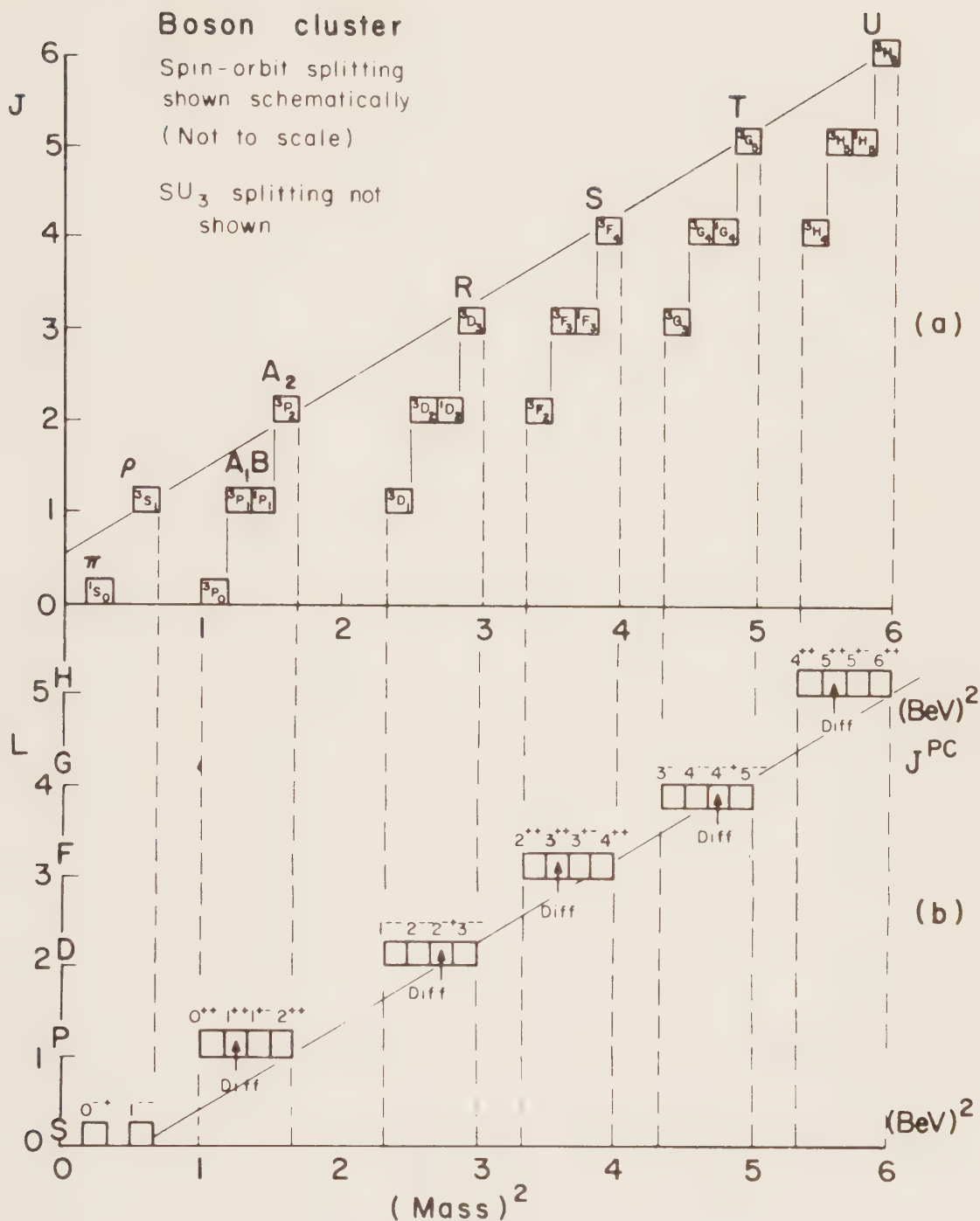
Quoique le modèle des quarks soit un peu spéculatif (on n'a pas découvert expérimentalement les quarks), il peut néanmoins donner un schéma assez clair sur les positions des résonances. Il est donc tout à fait raisonnable pour nous de l'utiliser pour classer les particules.

CONCLUSION :

D'après ce que nous venons de voir dans les deux chapitres précédents, nous pouvons dire qu'il n'existe pas encore, à l'heure actuelle, de théorie bien conçue pour expliquer les interactions fortes. Les modèles proposés actuellement : Regge ou quarks, ne sont pas en mesure d'expliquer les mécanismes de production dans le cas de grandes multiplicités et tout particulièrement lorsqu'il y a création de résonances lourdes.

Par contre, les théories actuelles prévoient l'existence et la classification des résonances lourdes : prédictions du modèle de Regge (trajectoires de Regge) et du modèle des quarks (Fig. 16). De toute façon, on doit retrouver des résonances lourdes qui suivent une loi apparemment simple, puisque toutes les masses au carré semblent linéairement reliées à la valeur du spin.

Il est donc important d'apporter des données expérimentales solides concernant les résonances lourdes se désintégrant en de nombreuses particules afin, d'une part de confronter la réalité avec les prédictions théoriques et, d'autre part, d'apporter des éléments qui serviront de base aux développements théoriques ultérieurs.



XBL 677 3463

Fig. 16 : Classification des mésons : (a) le modèle des pôles de Regge - Spin (J) V.S. masse au carré ;
(b) Le modèle des quarks - L (moment angulaire) V.S. masse au carré.

III - ANALYSE DES DONNEES EXPERIMENTALES

INTRODUCTION

Cette partie sera divisée en cinq chapitres. Dans le premier, nous voulons rappeler les caractéristiques générales observées dans les annihilations en six pions et sept pions de cette expérience. Compte-tenu du grand nombre de particules de masse identique à l'état final, il est nécessaire de bien préciser les conventions utilisées pour faire les spectres de masse effective afin d'éviter toutes les confusions possibles provenant du langage employé, ainsi que la méthode employée pour estimer le fond dans les spectres. Ceci constituera le contenu du deuxième chapitre. Le troisième et le quatrième chapitres seront consacrés à la recherche des résonances lourdes (résonances dont la masse invariante est supérieure à 0,9 GeV) dans les réactions $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-$ et $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-\pi^0$; enfin, dans le cinquième chapitre, nous interpréterons les résultats obtenus.

CHAPITRE III.1 - CARACTERISTIQUES GENERALES OBSERVEES DANS

LES INTERACTIONS $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-(\pi^0)$ à 3,6 GeV/c

L'étude détaillée des caractéristiques générales observées dans les interactions $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-(\pi^0)$ de notre expérience se trouve dans un article déjà publié (23). Dans cette étude, nous avons pu tirer les conclusions suivantes qui nous donnent des informations indispensables pour l'étude des résonances lourdes.

A) - Sections efficaces :

Nous nous sommes basés sur un lot de 8018 événements pour évaluer les sections efficaces de six branches, six pions et sept pions en tenant compte des corrections, telles que l'efficacité de dépouillement, la contamination du faisceau et les coupures en masse manquante et en probabilité. Nous avons trouvé les valeurs suivantes :

$\bar{p}p \rightarrow$ six branches	$\sigma = (7,26 \pm 0,27)\text{mb}$
(1) $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-$	$\sigma = (0,92 \pm 0,06)\text{mb}$
(2) $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-\pi^0$	$\sigma = (2,68 \pm 0,16)\text{mb}$

Ces valeurs, ainsi que les valeurs fournies par d'autres expériences faites à des énergies différentes, sont en bon accord avec les courbes théoriques des sections efficaces en fonction de l'énergie calculée par CHEN (24) d'après les modèles multipériphériques de CHAN, LOSKIEWICZ et ALLISON (25). (Fig. 17).

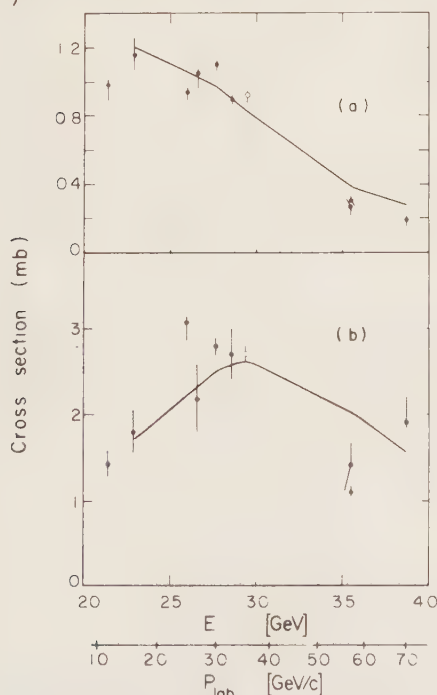


Fig. 17 : Sections efficaces en fonction de l'énergie dans S.C.M.
(a) réaction $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-$;
(b) réaction $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-\pi^0$.

Les analyses suivantes sont basées sur 2227 événements pour la réaction (1) et 6578 événements pour la réaction (2).

B) - Nous avons observé, d'après les distributions angulaires des π^- , π^+ dans le système du centre de masse, qu'il y a un effet de collimation (les pions ont tendance à être émis à petit angle) et un effet d'asymétrie (les pions ont tendance à suivre la ligne de vol du nucléon de même charge). Le modèle multipériphérique déjà cité (24) décrit assez bien les caractéristiques générales de ces distributions, mais il ne peut pas expliquer le pic vers l'arrière et l'effet de collimation pour les pions de grande impulsion.

C) - Les distributions des impulsions transverses et longitudinales des pions suivent bien l'espace de phase statistique. Le calcul du modèle multipériphérique ne donne pas une meilleure description.

D) - L'effet de collimation est plus important dans les distributions angulaires du ρ^0 dans la réaction (1) $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-$

et des ρ^0 , ω^0 dans la réaction (2) $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$ que dans les distributions angulaires des pions considérés individuellement.

E) - L'effet Goldhaber (26) a été observé dans les distributions de corrélation angulaire pour des paires de pions de même charge et de charge différente. Ces distributions sont bien décrites par le calcul du modèle statistique incluant les fractions des résonances observées expérimentalement et les fonctions de poids (27) correspondant à la symétrisation de BOSE.

F) - Dans la réaction (1), $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^-$, nous avons observé dans le spectre de masse $M(\pi^+ \pi^-)$ une forte production de ρ^0 et un peu de f^0 (Fig. 18). A cause de la forme du spectre dans la région $< 0,7$ GeV et la forme du ρ^0 , l'évaluation du nombre de ρ^0 produits devient difficile. Ces phénomènes se manifestent aussi dans les autres expériences d'annihilations (28, 29, 30, 31, 32, 33, 34). Divers ajustements ont été faits pour évaluer le nombre de ρ^0 et f^0 .

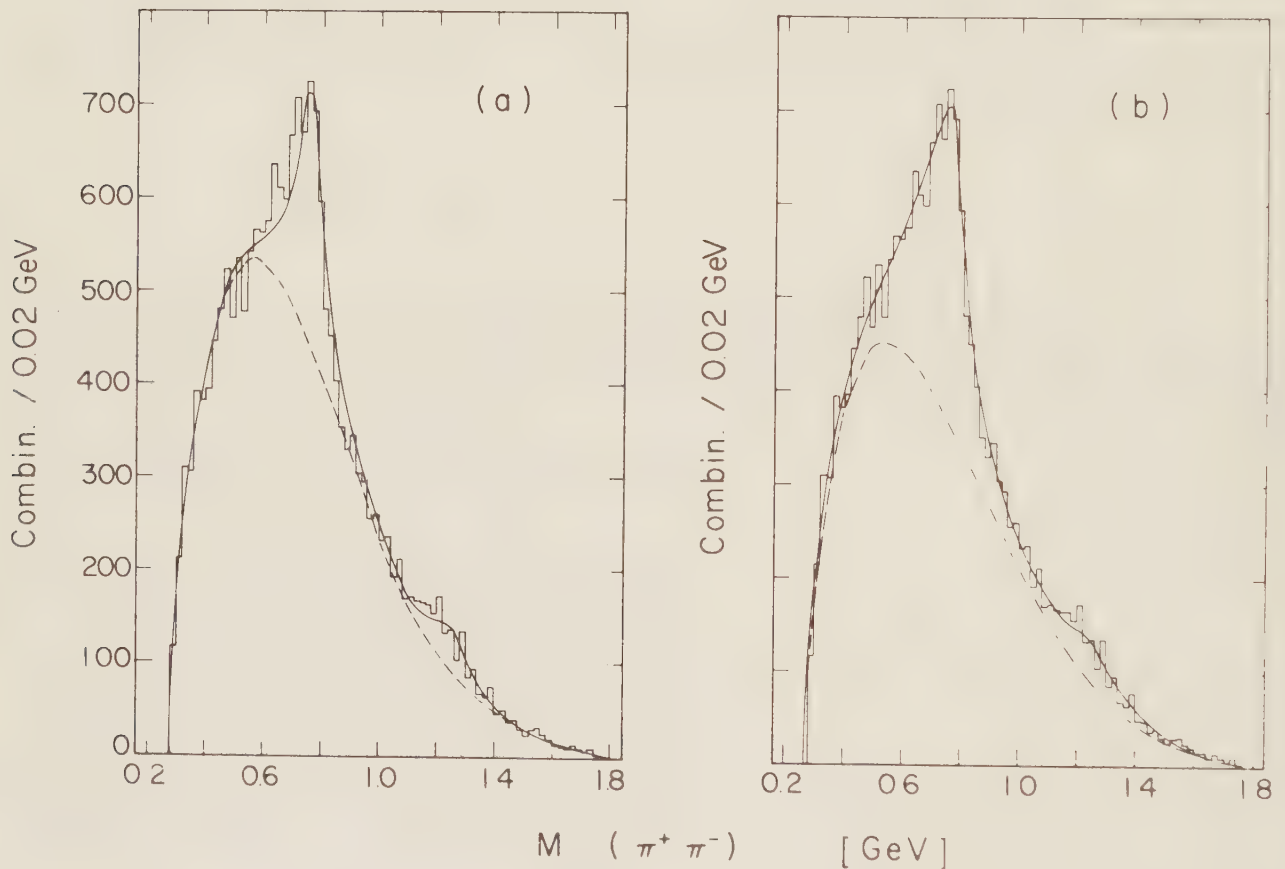


Fig. 18 : Distribution de la masse effective des combinaisons ($\pi^+ \pi^-$) dans la réaction $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^-$. (a) la courbe pleine représente l'ajustement de la distribution expérimentale utilisant des B.W. pour le ρ^0 et le f^0 . La courbe pointillée représente l'espace de phase modifié par un polynôme du sixième degré (ajustement 4, tableau I) ; (b) Cette figure est similaire à 18(a) en ajoutant une B.W. pour l' ϵ^0 (ajustement 5, tableau I).

Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau I :

Ajustement	FOND	χ^2/ND	Résonance	Masse (MeV)	Largeur (MeV)	Fraction par événement	Erreur sur la fraction.
1	E.P.	112/70	f	1263*	141	0,18	10,3%**
			ρ	750±4	201±19	1,66	5,6%
2	E.P.	175/72	f	1263*	141	0,18	11,4%
			ρ^0	765*	125	1,24	4,1%
3	E.P.	99/67	f	1263*	141	0,21	10,2%
			ρ	756±4	156±17	1,40	7,5%
			ϵ	621±13	88±30	0,24	37,0%
4	E.P. avec polynôme	112/64	f	1263*	141	0,18	18,2%
			ρ	765*	125	1,00	6,3%
5	E.P. avec polynôme	76/62	f	1263*	141	0,14	17,4%
			ρ^0	765*	125	0,92	12,9%
			ϵ	669±47	215±47	0,81	24,0%

Tableau I

Résultats des ajustements du spectre $m(\pi^+\pi^-)$ de la réaction $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-$

E.P. = espace de phase

*) Ce sont des valeurs qui sont fixées pendant l'ajustement

**) Erreurs données par l'ajustement.

Dans la réaction (2) $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-\pi^0$, nous avons observé dans le spectre $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ (Fig. 19) une forte production de ω^0 et une faible fraction de η ; les résultats de l'ajustement sont :

Fraction de $1'\omega$ $(0,45 \pm 0,05)\omega^0/\text{événement}$
 Fraction de η $(0,012 \pm 0,002)\eta/\text{événement}$
 Masse de $1'\omega$ $M_{\omega^0} = (784 \pm 0,7) \text{ MeV}$
 Largeur de $1'\omega$ $\Gamma_{\omega^0} = (11,2 \pm 2,7) \text{ MeV}$

Les spectres $M(\pi^+\pi^-)$ (Fig. 20) et $M(\pi^\pm\pi_\parallel^0)$ (Fig. 21) montrent aussi une production abondante de ρ^0 et $\rho^\pm$. Nous avons les mêmes difficultés que dans la réaction (1) pour évaluer le nombre de ρ^0 et $\rho^\pm$.

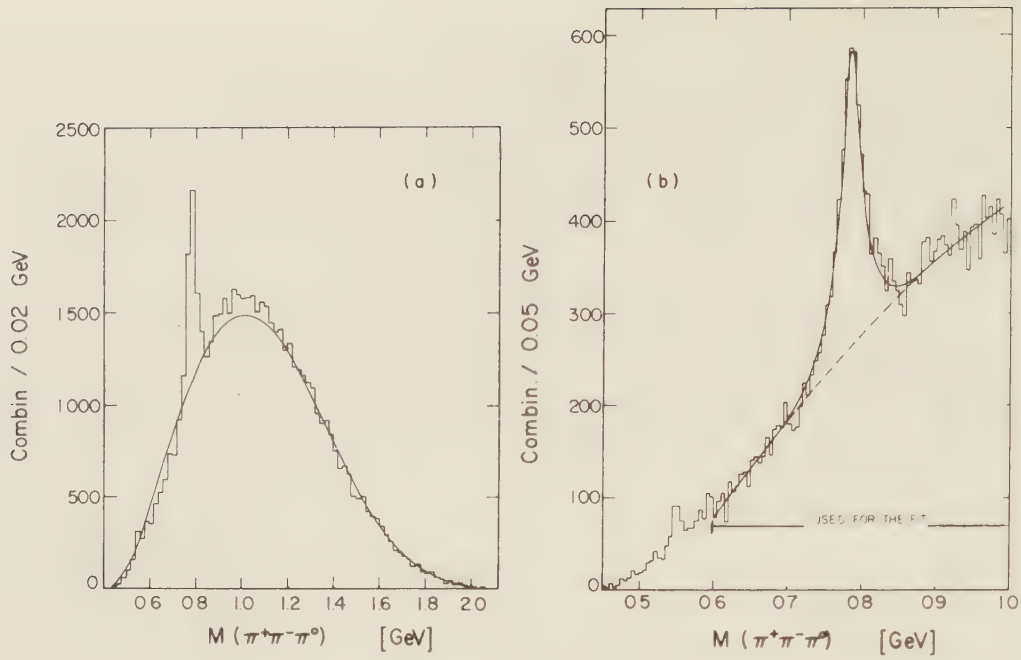


Fig. 19 : Distribution de la masse effective des combinaisons $(\pi^+\pi^-\pi^0)$ dans la réaction $pp \rightarrow 3\pi^+3\pi^-\pi^0$; (a) la courbe pleine représente l'espace de phase normalisé au nombre total des combinaisons excluant le nombre des combinaisons dans la région de $l'\omega^0$. (b) la courbe pleine représente l'ajustement du spectre dans la région $0,6 < M(\pi^+\pi^-\pi^0) < 1,0$ GeV utilisant un polynôme du second degré pour le fond et une B.W. pour $l'\omega^0$.

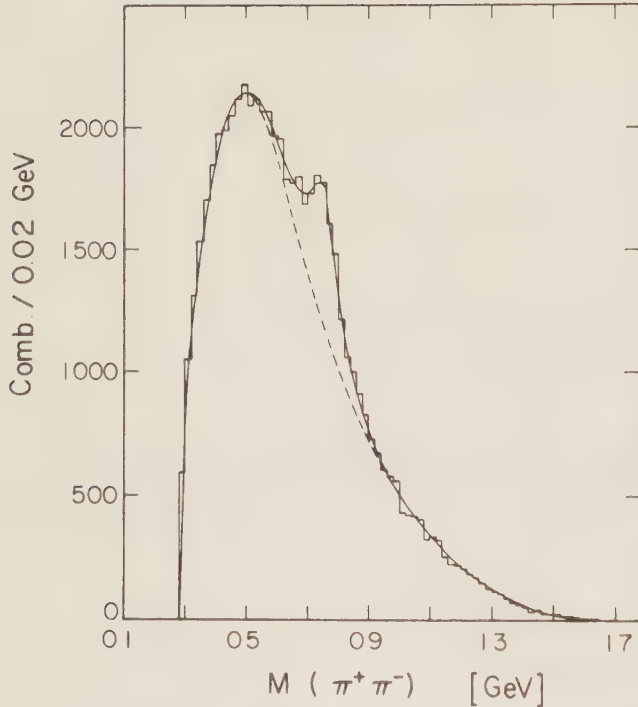


Fig. 20 : Distribution de la masse effective $M(\pi^+\pi^-)$ dans la réaction $pp \rightarrow 3\pi^+3\pi^-\pi^0$. La courbe pleine représente l'ajustement de la distribution expérimentale avec une B.W. pour le ρ^0 et un espace de phase (courbe pointillée). L'espace de phase utilisé tient compte des réflexions de la production de $l'\omega^0$ et est multiplié par un polynôme du sixième degré (ajustement 3, tableau II).

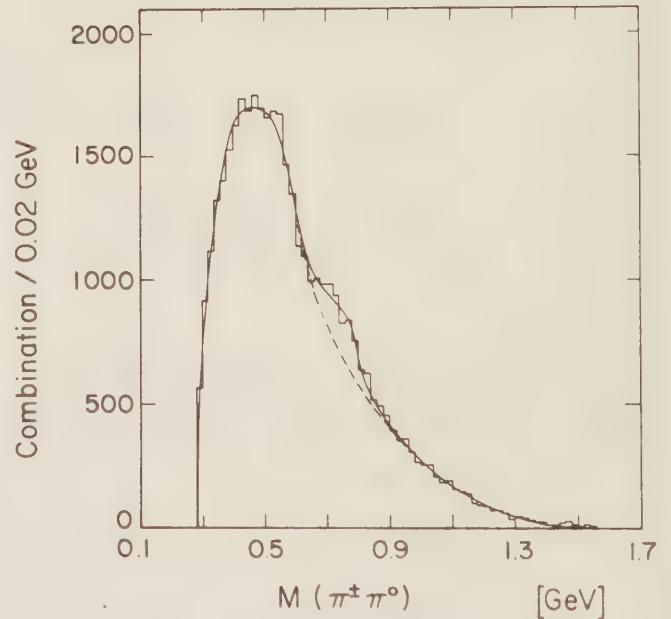


Fig. 21 : Distribution de la masse effective $M(\pi^+\pi^0)$ dans la réaction $pp \rightarrow 3\pi^+3\pi^-\pi^0$. Nous avons utilisé la même méthode d'ajustement que dans la figure 20. (Ajustement 3', tableau II).

Le tableau II donne les résultats des ajustements :

Ajustement	FOND.	χ^2/ND	Résonance	Masse (MeV)	Largeur (MeV)	Fraction par événement	Erreur sur la fraction.
1	E.P.	173/67	ρ^0	765	125	0,75	4%
2	E.P.	144/65	ρ^0	757 ± 3	172 ± 13	0,90	6%
3	E.P. + polynome	58/60	ρ^0	765	125	0,70	6,5%
1'	E.P.	124/63	$\rho^\pm$	765	125	0,23	9%
2'	E.P.	121/61	$\rho^\pm$	753 ± 7	126 ± 19	0,24	11%
3'	E.P. + polynome	86/56	$\rho^\pm$	765	125	0,26	12%

Tableau II

Résultats des ajustements des spectres $M(\pi^+\pi^-)$ et $M(\pi^\pm\pi^0)$ de la réaction $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-\pi^0$

D'après les valeurs figurées dans le tableau I et le tableau II, nous voyons que :

a) - Il n'est pas possible de déterminer les masses et les largeurs de ρ^0 et f^0 de façon unique dans la réaction (1) $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-$;

b) - L'abondance des résonances observées dans les deux réactions nous indique qu'il doit y avoir production associée de résonances. Du fait que la masse et la largeur de ω^0 sont bien définies, nous avons pu estimer la fraction de l'association du type $\omega-\rho^0$ qui est $(0,20 \pm 0,04)$. Par contre, la production associée des résonances dans la réaction (1) est extrêmement difficile à estimer à cause de (a) et ce problème reste à résoudre.

Le tableau III résume les valeurs des fractions de résonances que nous jugeons raisonnables d'après les tableaux I et II. Nous utiliserons ces valeurs pour tous les travaux d'analyse de cette expérience.

Réaction	Résonance	Fraction/événement
$\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-$	ρ^0	$< 1,70 \pm 0,10$ $> 1,00 \pm 0,07$
	f	$0,18 \pm 0,03$
	$\rho^\pm$	$0,70 \pm 0,05$
$\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-\pi^0$	$\rho^\pm$	$0,26 \pm 0,03$
	ω	$0,45 \pm 0,03$
	η	$0,012 \pm 0,002$

Tableau III

III.2.1 - CONVENTIONS DES COMBINAISONS :

Nous avons vu, dans le chapitre I.2.2.A. comment sont ordonnées les traces d'un événement à mesurer sur la table de dépouillement. Cet ordre de mesure n'est que purement conventionnel et n'a rien à voir avec la structure intime d'un événement.

Pour faciliter plus tard l'exposé, nous donnons les conventions suivantes pour les combinaisons possibles d'un événement.

Soient :

π_2^+ , π_3^+ , π_4^+ , π_5^- , π_6^- , π_7^- , π_8^0 les particules de l'état final.

Nous attribuons les indices :

a,b,c aux pions positifs où $a \neq b \neq c$ et a,b,c = 2 ou 3 ou 4 ;

i,j,k aux pions négatifs où $i \neq j \neq k$ et i,j,k = 5 ou 6 ou 7 ;

et $\pi^0 = \pi_8^0$

Le tableau A suivant résume les spectres et le nombre de combinaisons possibles pour les six pions et les sept pions.

Nombre de particules	Spectres possibles	Nombre de combinaisons dans	
		6 π	7 π
2	*) $\pi_a^+ \pi_b^+$; $\pi_i^- \pi_j^-$	3;3	3;3
2	$\pi_a^+ \pi_i^-$; $\pi_a^+ \pi^0$; $\pi_i^- \pi^0$	9;0;0	9;3;3
3	*) $\pi_a^+ \pi_b^+ \pi_c^+$; $\pi_i^- \pi_j^- \pi_k^-$; $\pi_a^+ \pi_b^+ \pi^0$; $\pi_i^- \pi_j^- \pi^0$	1;1;0;0	1;1;3;3
3	$\pi_a^+ \pi_b^+ \pi_i^-$; $\pi_a^+ \pi_i^- \pi_j^-$; $\pi_a^+ \pi_i^- \pi^0$	9;9;0	9;9;9
4	*) $\pi_a^+ \pi_b^+ \pi_c^+ \pi_i^-$; $\pi_a^+ \pi_i^- \pi_j^- \pi_k^-$; $\pi_a^+ \pi_b^+ \pi_c^+ \pi^0$; $\pi_i^- \pi_j^- \pi_k^- \pi^0$	3;3;0;0	3;3;1;1
4	$\pi_a^+ \pi_b^+ \pi_i^- \pi_j^-$; $\pi_a^+ \pi_b^+ \pi_i^- \pi^0$; $\pi_a^+ \pi_i^- \pi_j^- \pi^0$	9;0;0	9;9;9
5	$\pi_a^+ \pi_b^+ \pi_c^+ \pi_j^-$; $\pi_a^+ \pi_b^+ \pi_i^- \pi_j^- \pi_k^-$; $\pi_a^+ \pi_b^+ \pi_i^- \pi_j^- \pi^0$	3;3;0	3;3;9
5	*) $\pi_a^+ \pi_b^+ \pi_c^+ \pi_i^- \pi^0$; $\pi_a^+ \pi_i^- \pi_j^- \pi_k^- \pi^0$	0;0	3;3
6	$\pi_a^+ \pi_b^+ \pi_c^+ \pi_i^- \pi_j^- \pi_k^-$; $\pi_a^+ \pi_b^+ \pi_c^+ \pi_i^- \pi_j^- \pi^0$; $\pi_a^+ \pi_b^+ \pi_i^- \pi_j^- \pi_k^- \pi^0$	1;0;0	1;3;3

*) Dans cette étude, nous ne traiterons pas le cas où la charge totale des particules à combiner $|Q| \geq 2$.

III.2.2 - CRITERES DE SELECTION POUR LES SPECTRES DE MASSE EFFECTIVE ET LES COMBINAISONS DES PARTICULES :

Le tableau (A) du paragraphe précédent (III.2.1) nous a montré que, lorsque l'on travaille sur la haute multiplicité, le nombre de spectres de masse invariante et le nombre de combinaisons de particules par événement sont énormes, ce qui nous oblige à faire les critères de sélection suivants pour les spectres à étudier et les combinaisons des particules :

a) - Pour les spectres de masse généraux (sans conditions supplémentaires *) mentionnés dans la deuxième colonne du tableau (A) (III.2.1), nous prenons toutes les combinaisons possibles dont les nombres sont écrits dans la colonne 3 et la colonne 4 du même tableau. Par exemple, il y a 9 combinaisons pour le spectre $M(\pi^+\pi^-)$ dans les réactions (1) $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-$ et (2) $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-\pi^0$.

b) - En général, nous ne ferons le spectre avec des conditions supplémentaires que lorsque le spectre général correspondant montre déjà un signal. Mais, dans le cas où nous voulons confirmer ou infirmer certaines résonances déjà signalées dans les autres expériences, nous faisons les spectres avec des conditions supplémentaires bien que les spectres généraux correspondants ne donnent pas d'indication.

c) - Les spectres de masse, avec des conditions supplémentaires, se font de la manière suivante :

par exemple, nous voulons faire le spectre $M(\rho^0\pi^+)$ à partir du spectre $M(\pi_a^+\pi_b^+\pi_i^-)$ (dit général, sans conditions supplémentaires). Nous demandons qu'au moins une des combinaisons possibles des pions pris 2 à 2 (c'est-à-dire (π_a^+, π_i^-) ou (π_b^+, π_i^-)) ait une masse effective tombant dans la bande de masse du ρ^0 que nous définirons plus tard.

Supposons que nous voulions faire le spectre de masse $M(\pi^+\pi^+\pi^-)$ associé à une particule P composée de (π^+, π^-) . Nous prendrons la combinaison $(\pi_a^+\pi_b^+\pi_i^-)$ lorsque l'une des combinaisons $(\pi_c^+\pi_j^-)$ a sa masse effective située dans la bande de masse $(M-\Delta M, M+\Delta M)$ définie pour la particule P.

III.2.3 - EVALUATION DU FOND ET AJUSTEMENT SUR LES SPECTRES DE MASSE :

A) - Evaluation du fond des spectres de masse :

Pour évaluer le fond de tous les spectres de masse que nous allons étudier dans les chapitres suivants, nous avons fait une génération d'événements artificiels par la méthode de Monte Carlo avec le programme "FOWL" (35) pour les réactions $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-$ et $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-\pi^0$. Ce programme donne, pour chaque particule de l'état final, les composantes du quadri-vecteur énergie-impulsion et pour chaque événement un poids interne. L'espace de phase statistique est obtenu en faisant la distribution des poids de ces événements artificiels en fonction des masses effectives.

*) On appelle "condition supplémentaire" toute contrainte telle que : coupure sur la masse effective d'un système de pions, sur l'angle d'émission, etc...

Dans le chapitre précédent, nous avons vu qu'il y a une forte production de résonances dans notre lot d'événements de 6 branches, spécialement les résonances ρ^0 et ω^0 . Cette observation indique que les pions que nous avons observé dans les réactions (1) $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^-$ et (2) $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$ peuvent provenir essentiellement des états finals suivants :

$$\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^- \quad \dots\dots (a)$$

$$\rightarrow \rho^0 \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \quad \dots\dots (b)$$

$$\rightarrow \rho^0 \rho^0 \pi^+ \pi^- \quad \dots\dots (c)$$

$$\rightarrow \rho^0 \rho^0 \rho^0 \quad \dots\dots (d)$$

$$\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^- \pi^0 \quad \dots\dots (e)$$

$$\rho^0 \omega^0 \pi^+ \pi^- \quad \dots\dots (f)$$

$$\omega^0 \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \quad \dots\dots (g)$$

$$\rho \pi \pi \pi \pi \pi \quad \dots\dots (h)$$

Nous avons créé les événements artificiels correspondant à ces différents types de réactions partielles citées à l'aide du programme FOWL (35).

Sur les figures (22) et (23), nous avons montré les spectres de masse $M(\pi^+ \pi^\pm \pi^-)$ de 6π et de 7π avec les différentes courbes correspondant aux fonds des différentes réactions partielles. On voit que ces fonds ne décrivent pas bien les distributions expérimentales; il est donc nécessaire de faire des mélanges de fonds pour les spectres de masse à étudier. C'est ce que nous appellerons plus tard "l'espace de phase modifié".

B) - Ajustement sur les spectres de masse :

Pour déterminer les paramètres de la résonance observée, nous ajustons sur la distribution expérimentale une courbe théorique obtenue en ajoutant à l'espace de phase modifié le produit de cet espace de phase par une courbe de BREIT-WIGNER de la forme :

$$BW(\omega) \propto \frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 + (\frac{\Gamma_0}{2})^2}$$

où Γ_0 , ω_0 , ω sont respectivement la largeur (indépendante de ω) de la résonance, la masse de résonance et la masse invariante du système de pions à étudier.

L'ajustement se fait à l'aide du programme de recherche de minimum MINUIT du C.E.R.N. (35).

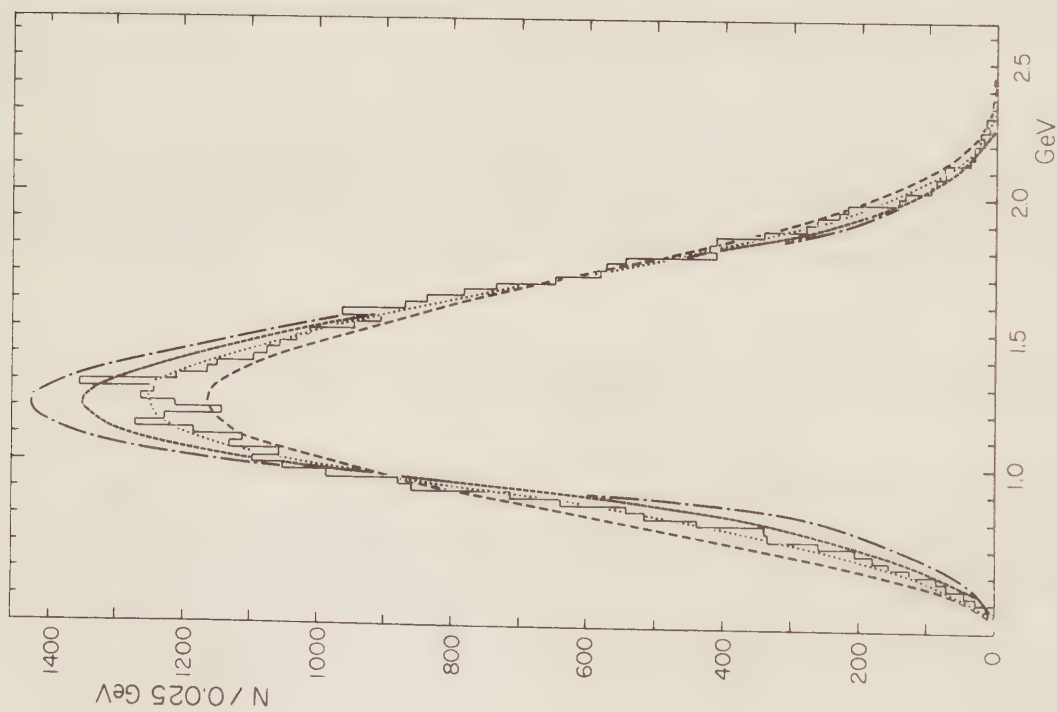


Fig. 22 : Distribution de la masse effective $M(\pi^+\pi^-)$ dans la réaction $pp\bar{p} \rightarrow 3\pi^+3\pi^-$:
 Espace de phase statistique;
 ----- Fond correspondant à la réaction $pp\bar{p} \rightarrow \rho^0 4\pi$
 -.-.-.- Fond correspondant à la réaction $pp\bar{p} \rightarrow \rho^0 \rho^0 2\pi$
 Fond correspondant à la réaction $pp\bar{p} \rightarrow \rho^0 \rho^0 \rho^0$

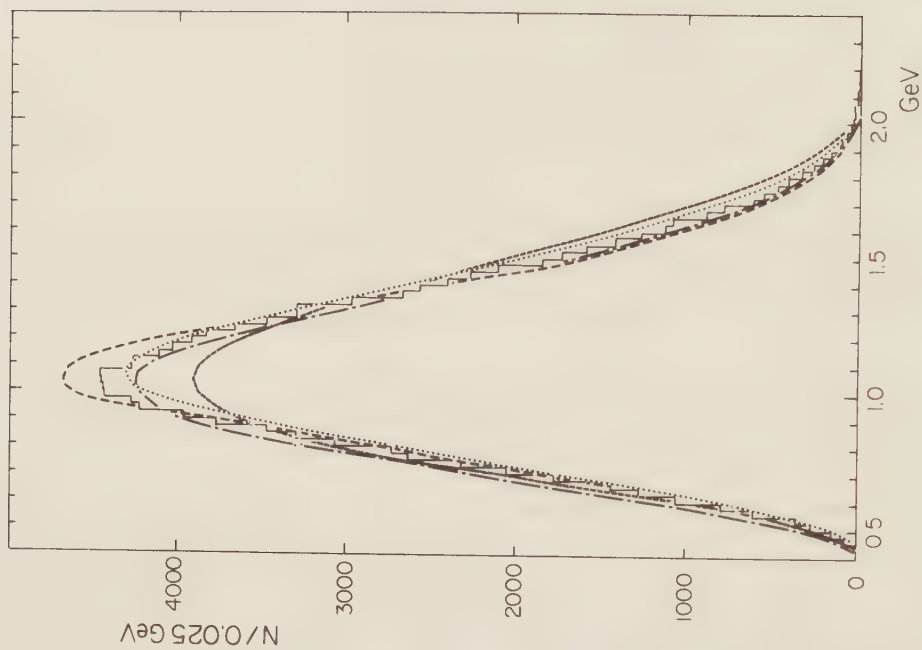


Fig. 23 : Distribution de la masse effective $M(\pi^+\pi^-)$ Dans la réaction $pp + 3\pi^+3\pi^-$:
 ----- Espace de phase statistique
 Fond correspondant à la réaction $pp + 3\pi^+3\pi^-$
 -.-.-.- Fond correspondant à la réaction $pp + \omega 4\pi$
 Fond correspondant à la réaction $pp + \omega \rho 2\pi$

RECHERCHE DES RESONANCES LOURDES DANS LA REACTION $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-$ A 3,6 GeV/c

III.3.1 - GENERALITES :

L'étude de la réaction $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-$ est basée sur 2420 événements qui représentent 75% de la statistique totale de la collaboration PARIS-CERN.

Nous avons vu, dans les deux chapitres précédents, les faits suivants :

1°) - Il y a une forte production de mesons ρ^0 (plus d'un ρ^0 par événement) et une faible fraction de mesons f^0 (0,18 f^0 par événement) dans la réaction $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-$;

2°) - Les fonds qui peuvent donner une bonne description des spectres de masse sont obtenus par un mélange des fonds correspondant aux différents types de réactions partielles. Les fractions de fonds que nous allons utiliser pour le mélange sont :

80% du fond de la réaction partielle $\bar{p}p \rightarrow \rho^0 4\pi$

20% du fond de la réaction partielle $\bar{p}p \rightarrow \rho^0 \rho^0 2\pi$

Conformément au critère III.2.2.b de sélection défini dans le chapitre précédent, nous examinons successivement tous les spectres généraux de masse par ordre croissant du nombre de pions.

La figure 24 montre le spectre $M(\pi^+\pi^+\pi^-) + M(\pi^+\pi^-\pi^-)$. Nous avons observé un signal qui sort de l'espace de phase modifié d'environ trois déviations standard dans la région de masse de 1,275 GeV.

La figure 25 montre le spectre $M(\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-)$. La courbe d'espace de phase modifié décrit assez bien l'ensemble de la distribution expérimentale, à l'exception de la région centrale du spectre où il y a trop de fluctuations. Nous avons estimé, d'après l'espace de phase, deux signaux assez significatifs, l'un dans la région de 1,950 GeV (environ 2 déviations standard), l'autre dans la région de 2,100 GeV (environ 2 déviations standard).

Nous avons représenté dans la figure 26 le spectre du système de $(5\pi)^\pm$. On voit un excès d'événements dans la région de masse de 2,475 GeV. Ceci représente deux déviations standard par rapport à la courbe d'espace de phase modifié.

Le tableau suivant résume les signaux observés dans les spectres généraux :

Spectre	Région de signal	Déviations Standard
$M(\pi^+\pi^+\pi^-) + M(\pi^+\pi^-\pi^-)$	1,275 GeV	<3
$M(\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-)$	1,950 GeV 2,100 GeV	<2 <2,5
$M(\pi^+\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-) + M(\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-\pi^-)$	2,475 GeV	<2

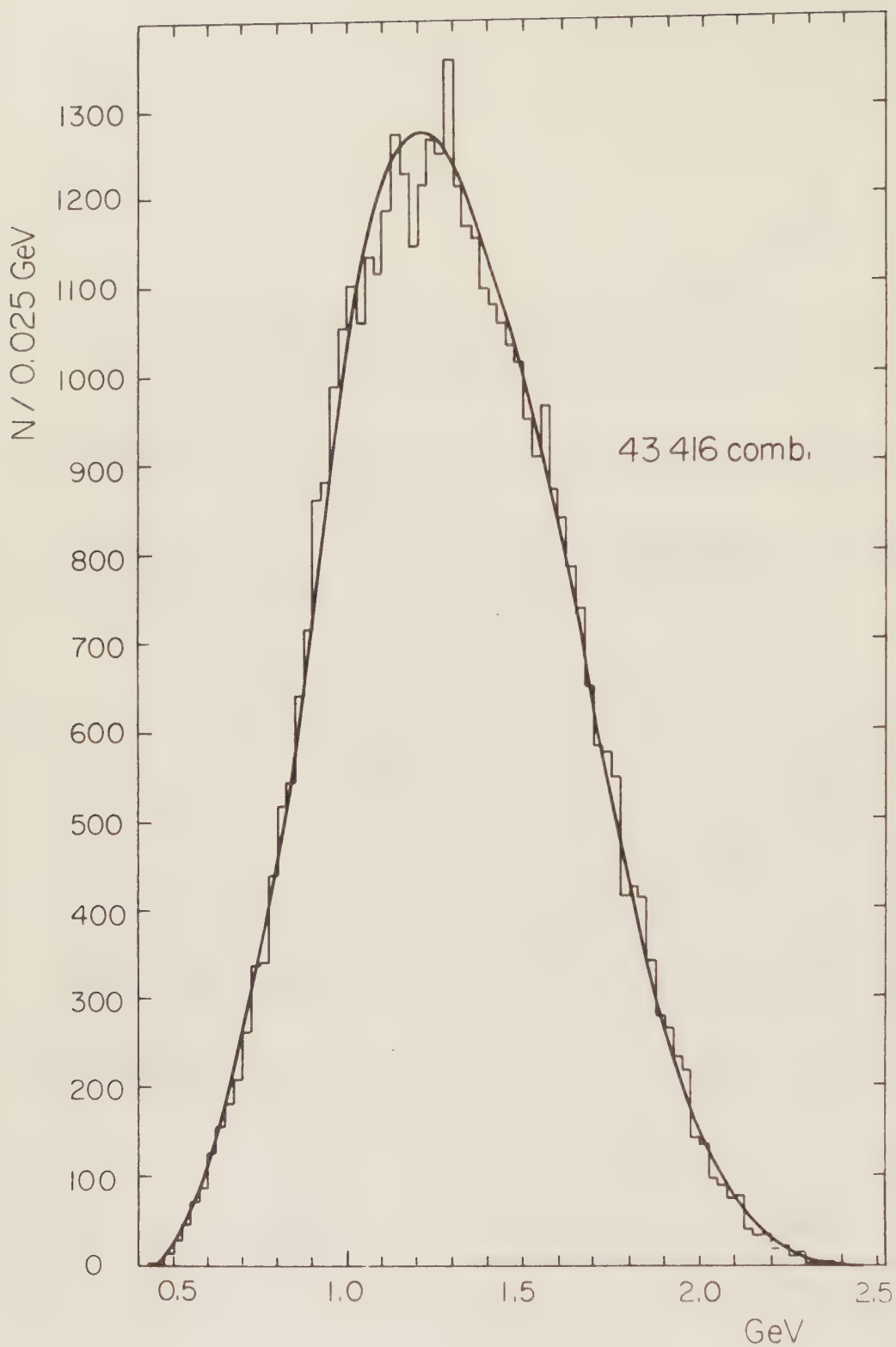


Fig. 24 : Distribution de la masse effective $M(\pi^+\pi^-)$ dans la réaction $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-$. La courbe pleine représente l'espace de phase modifié (voir texte).

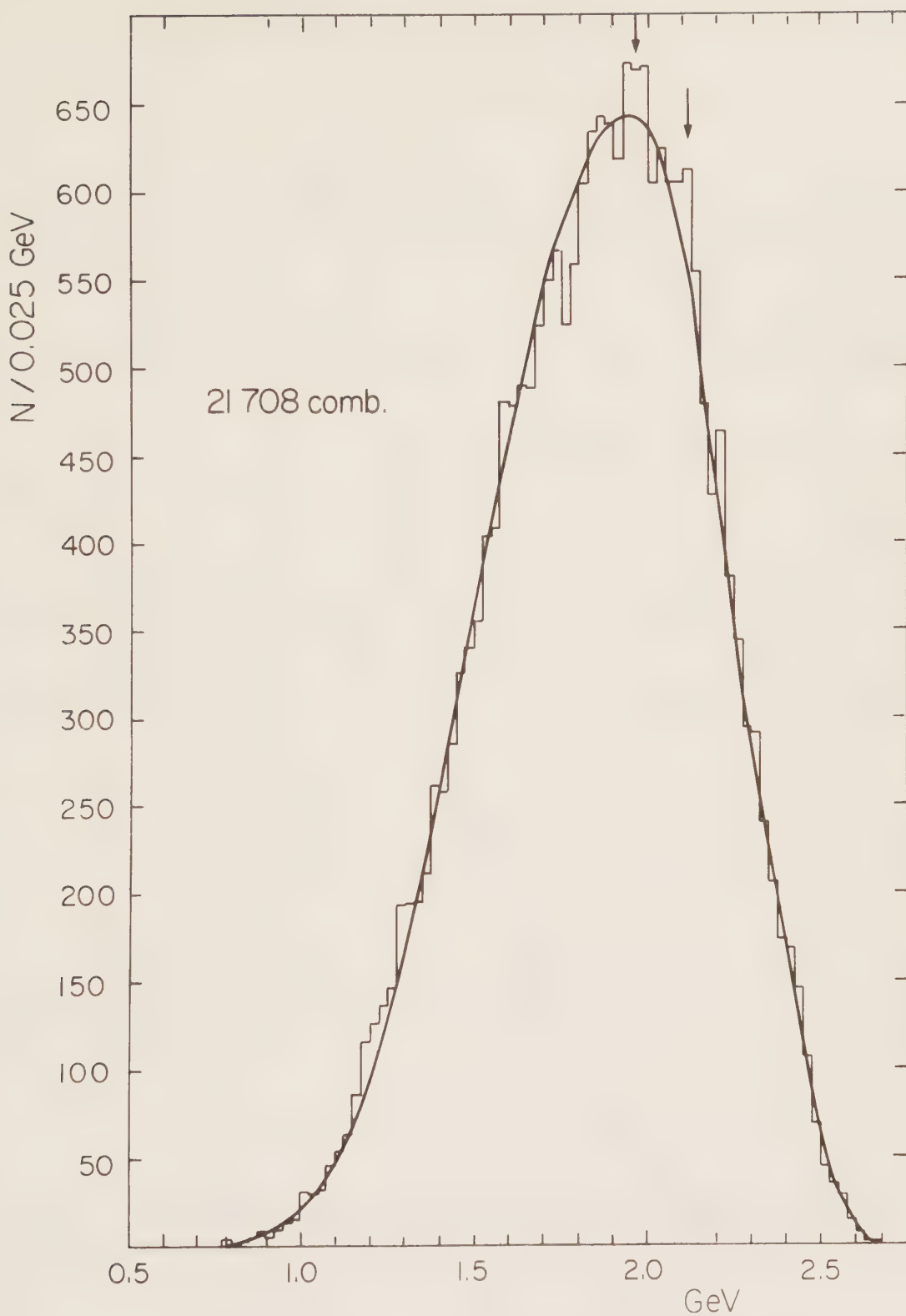


Fig. 25 : Distribution de la masse effective $M(\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-)$ dans la réaction $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-$. La courbe pleine représente l'espace de phase modifié (voir texte).

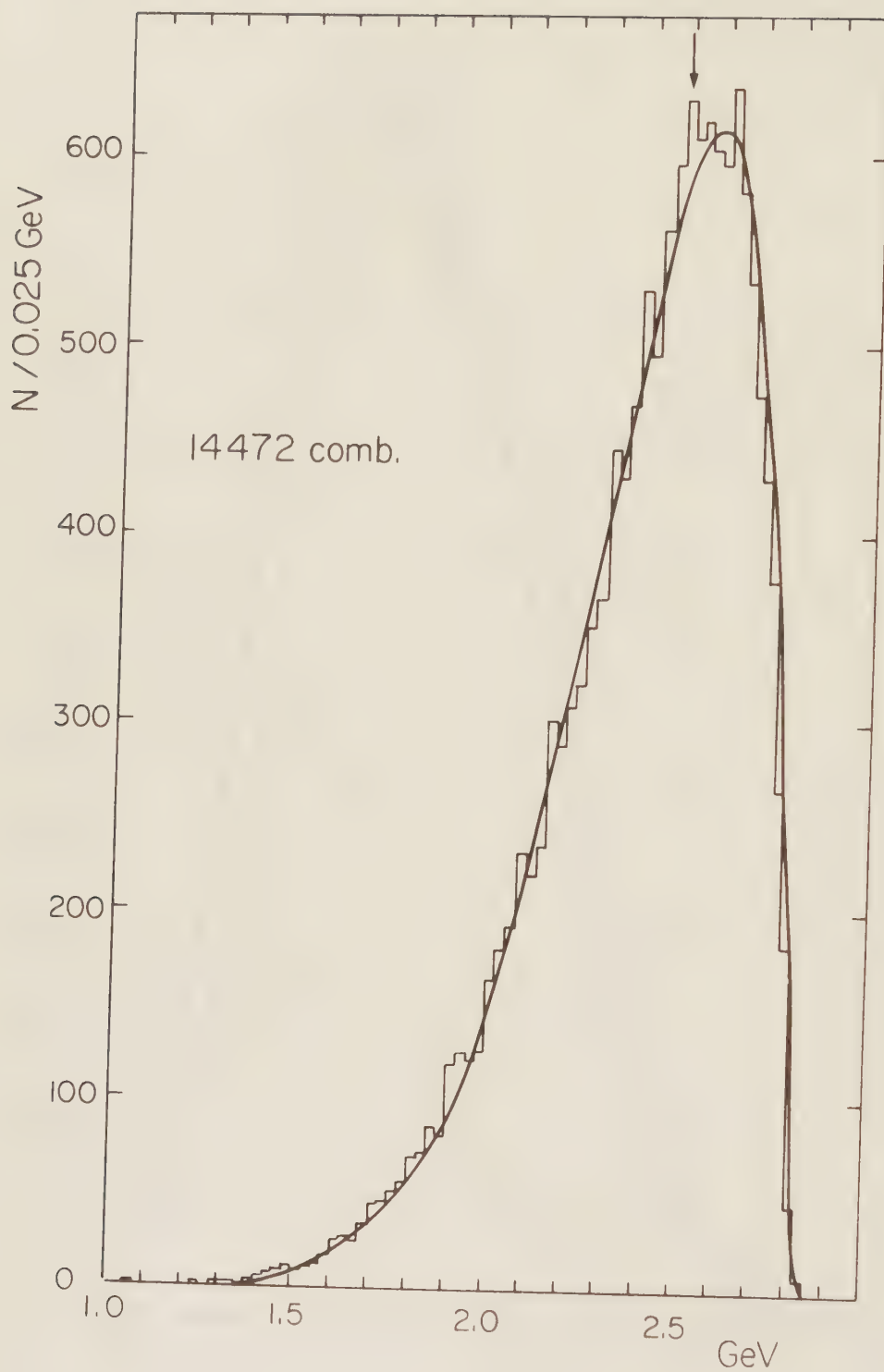


Fig. 26 : Distribution de la masse effective $M(\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-)$ dans la réaction $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-$. La courbe pleine représente l'espace de phase modifié (voir texte).

Nous allons étudier en détail ces spectres dans les paragraphes suivants.

III.3.2 - SYSTEME A_2 (RECHERCHE DE A_2):

Le spectre $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ (Fig. 24) a signalé une faible accumulation d'événements dans la région du $A_2(1,275 \text{ GeV})$. Comme on sait que le mode de désintégration dominant du A_2 est $A_2 \rightarrow \rho^0\pi$, ceci conduit à chercher le meson A_2 dans ce mode.

La figure 27 montre les spectres de masse $M(\pi_a^+\pi_b^+\pi_i^-)+M(\pi_a^+\pi_i^-\pi_j^-)$ lorsque la masse effective de l'une des combinaisons $(\pi^+\pi^-)$ tombe respectivement dans les bandes de masse suivantes :

$$\text{a) } M(\pi^+\pi^-) = (0,45 - 0,55) \text{ GeV ;}$$

$$\text{b) } M(\pi^+\pi^-) = (0,70 - 0,80) \text{ GeV définie comme bande de masse du } \rho^0 \text{ dans cette expérience;}$$

$$\text{et c) } M(\pi^+\pi^-) = (0,95 - 1,05) \text{ GeV .}$$

C'est seulement sur la figure 27b, où la masse $M(\pi^+\pi^-)$ tombe dans la bande du ρ^0 qu'apparaît le signal du A_2 . Nous en déduisons que le A_2 se désintègre en $\rho^0\pi^\pm$ dans la réaction $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-$ de notre expérience.

Quoique le signal soit faible, nous avons essayé de faire un ajustement pour estimer les caractéristiques du A_2 ainsi observé; les résultats sont :

$$M_{A_2} = (1280 \pm 7) \text{ MeV}$$

$$\Gamma_{A_2} = (31 \pm 26) \text{ MeV}$$

$$\text{Fraction de } A_2 = 7\% \pm 3,5\%$$

La valeur de la masse du A_2 correspond bien à la valeur de A_{2L} dans la table des particules fondamentales (36). La largeur du A_2 ainsi estimée sans tenir compte de l'erreur, correspond aussi à celle de la table *).

*) - En effet, la largeur observée expérimentalement doit être liée à la largeur signalée dans la table par l'expression :

$$\Gamma_{\text{observée}} = \sqrt{(\Gamma_{\text{table}})^2 + (\Gamma_{\text{rés.}})^2}$$

où $\Gamma_{\text{rés.}}$ est la résolution expérimentale. On a $\Gamma_{\text{table}} = 22 \text{ MeV}$, $\Gamma_{\text{rés.}}$ de notre expérience (voir courbes de résolution expérimentale) est de l'ordre de 24 MeV. D'où $\Gamma_{\text{observée}} \approx 32 \text{ MeV}$. C'est la valeur que nous avons obtenue.

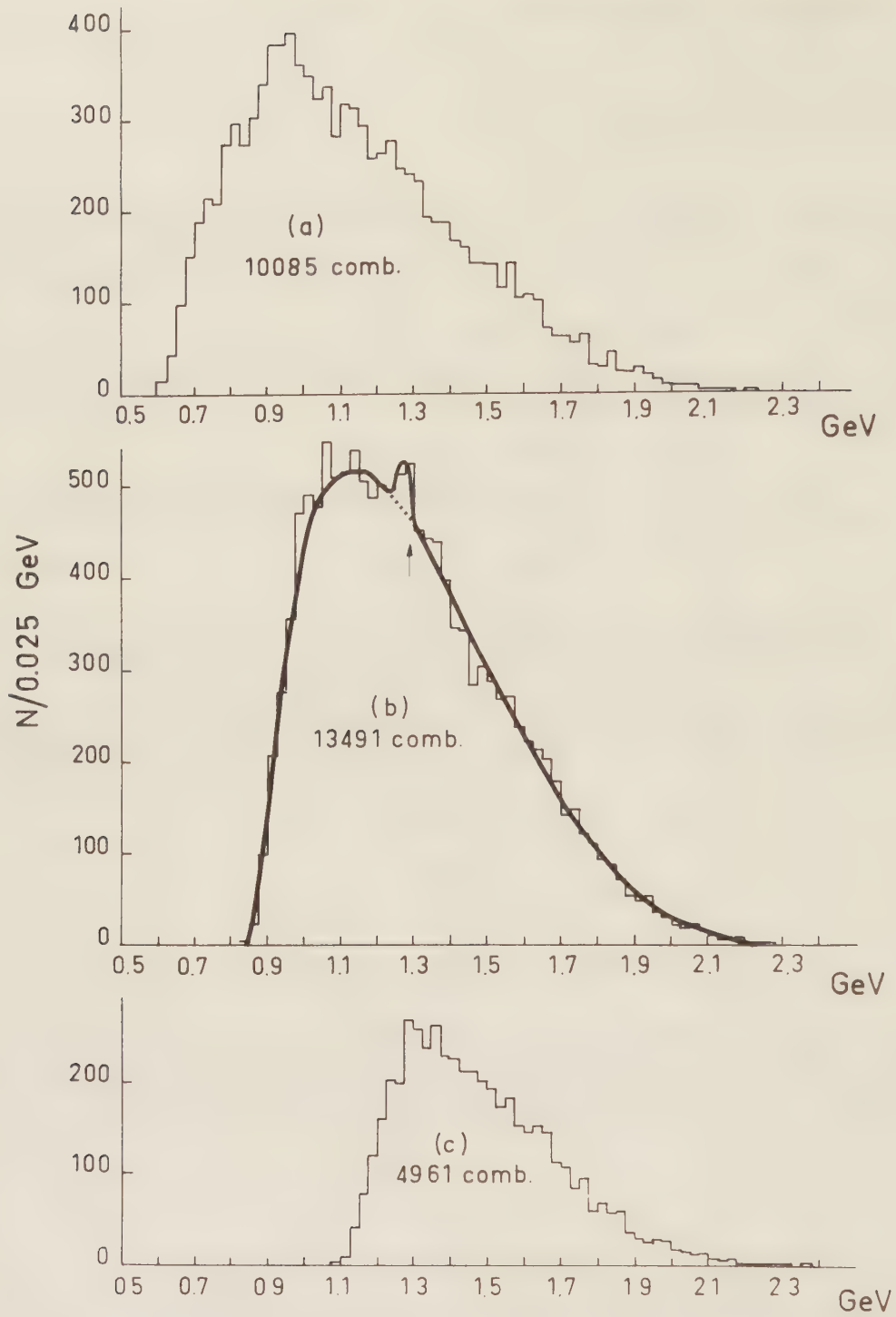


Fig. 27 : Distributions des masses effectives $M(\pi_a^+ \pi_i^-) + M(\pi_a^+ \pi_j^-)$:

(a) $M(\pi_a^+ \pi_i^-) = (0,45-0,55)\text{GeV}$; (b) $M(\pi_a^+ \pi_i^-) = (0,7-0,8)\text{GeV}$, la courbe pleine représente l'ajustement de la distribution expérimentale utilisant une B.W. pour le méson A_2 et pour fond, l'espace de phase modifié (courbe pointillée) (voir texte);

(c) $M(\pi_a^+ \pi_i^-) = (0,95-1,05)\text{GeV}$.

Du fait que le signal du A_2 observé est faible et que l'erreur sur la largeur est très grande, nous avons défini une coupure assez large pour la bande de masse du A_2 :

$$M(\rho^0 \pi^\pm) = (1,23 - 1,33) \text{ GeV}$$

Signalons en passant que lorsque la masse effective $M(\pi^+ \pi^-)$ passe par la bande de masse (1,175 - 1,30) définie par nous comme étant la bande de masse du meson f^0 , le spectre $M(\pi_a^+ \pi_b^+ \pi_i^-) + M(\pi_a^+ \pi_i^- \pi_j^-)$ ne montre aucun signal (voir figure 28). Nous n'observons donc pas la résonance $\pi_A(1640)$ signalée par les autres expériences (37).

III.3.3 - SYSTEME $A_2 \pi$:

Commençons par les spectres avec les conditions supplémentaires les plus simples.

A) - Recherche sur les systèmes $(\rho^0 \pi^+ \pi^-)$ et $(\rho^0 \rho^0)$

La figure 29(a) représente le spectre $M(\pi_a^+ \pi_b^+ \pi_i^- \pi_j^-)$ où, au moins, une des combinaisons $(\pi^+ \pi^-)$ tombe dans la bande de masse du ρ^0 . Nous avons ainsi le spectre $M(\rho^0 \pi^+ \pi^-)$. L'espace de phase modifié décrit assez bien les deux flancs de la distribution.

Si l'on ignore la courbe d'espace de phase, on pourrait dire qu'il y a au moins quatre signaux dans ce spectre avec les masses approximatives suivantes :

$$1600 \text{ MeV}, 1710 \text{ MeV}, 1850 \text{ MeV} \text{ et } 1960 \text{ MeV}$$

A part le premier, les trois autres ont été déjà signalés par les autres expériences (38) sous les noms de $\rho(1710)$, $\eta_A(1830)$ et $S(1930)$.

Mais si nous jugeons que notre espace de phase modifié est correct, alors seuls les deux derniers signaux sortent de la courbe. Cependant, ces deux signaux sont très faibles; nous nous contentons de donner simplement les valeurs de leur masse et les limites supérieures de leur fraction de production.

$$M(\rho^0 \pi^+ \pi^-)(\eta_A) = (1850 \pm 25) \text{ MeV}$$

$$\text{Fraction de } M(\rho \pi \pi)(\eta_A) < 2\% \quad (\sim 1,3 \text{ déviation standard})$$

$$M(\rho^0 \pi^+ \pi^-)(S) = (1960 \pm 40 \text{ MeV})$$

$$\text{Fraction de } M(\rho \pi \pi)(S) < 3,5\% \quad (\sim 1,4 \text{ déviation standard})$$

Dans la même figure, nous avons montré aussi le spectre $M(\pi_a^+ \pi_b^+ \pi_i^- \pi_j^-)$ dans lequel les deux combinaisons $(\pi_a^+ \pi_i^-)$ et $(\pi_b^+ \pi_j^-)$ tombent dans la bande de masse du ρ^0 . Nous n'observons pas les pics signalés par les autres auteurs (39) à 1710 MeV et 1830 MeV.

B) - Recherche sur le système $(A_2 \pi)$

Nous avons observé précédemment le signal du A_2 dans le spectre $M(\pi^+ \pi^+ \pi^-) + M(\pi^+ \pi^- \pi^-)$ et dans le spectre $M(\rho^0 \pi^+) + M(\rho^0 \pi^-)$; nous voulons maintenant examiner le comportement du système à 4π dans les conditions suivantes:

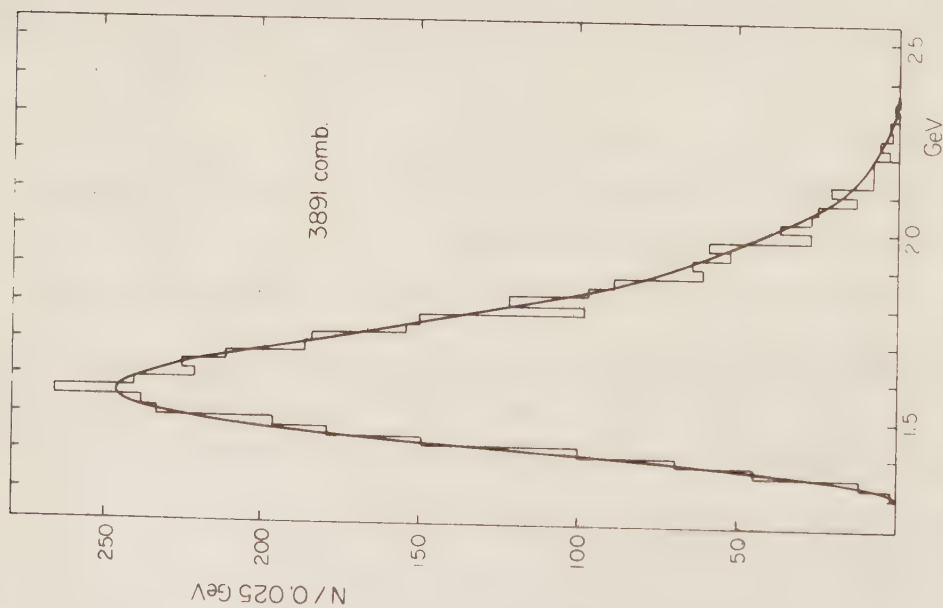


Fig. 28 : Distribution de la masse effective $M(f_{\pi^0\pi^+})$ dans la réaction $pp-3\pi^+3\pi^-$. La courbe pleine représente l'espace de phase modifié (voir texte).

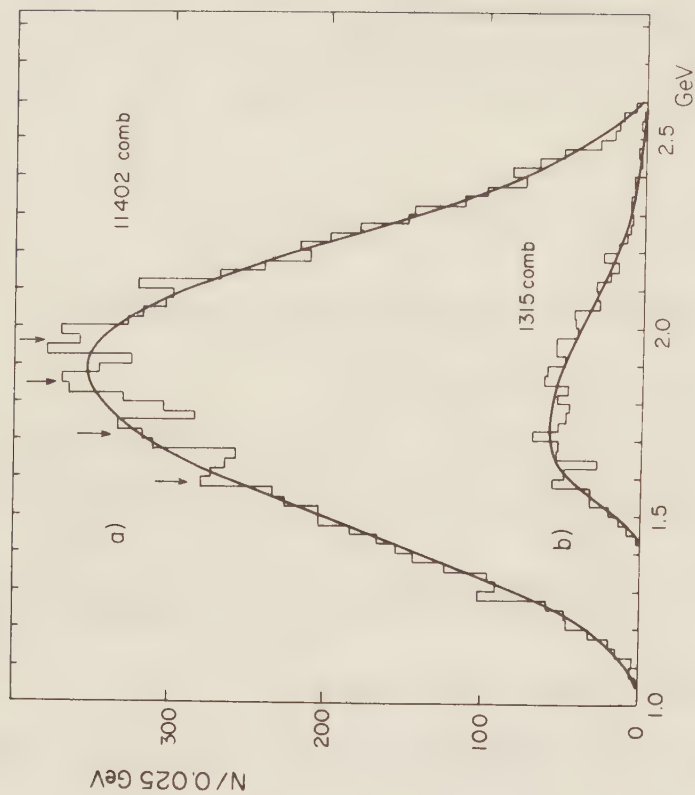
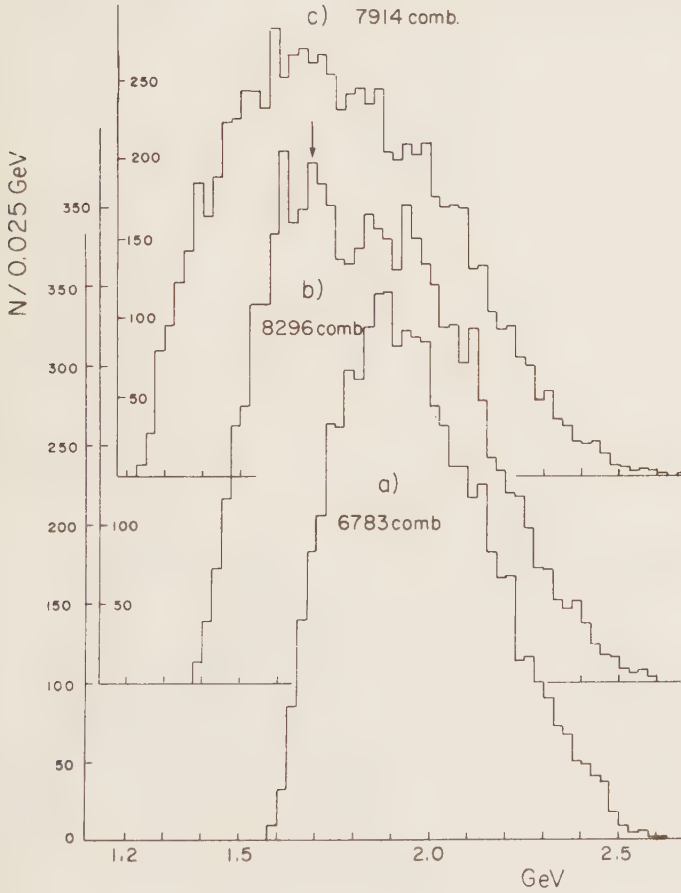


Fig. 29 : Distributions des masses effectives du système de 4π dans la réaction $pp-3\pi^+3\pi^-$: (a) $M(\rho^0\pi^+\pi^-)$; (b) $M(\rho^0\rho^0)$. Les courbes pleines représentent les courbes d'espace de phase modifié.

1°) - Nous faisons le spectre $M(\pi_a^+ \pi_b^+ \pi_i^- \pi_j^-)$ en imposant qu'au moins une des combinaisons $(\pi_a^+ \pi_b^+ \pi_i^-)$, $(\pi_a^+ \pi_i^- \pi_j^-)$ ait une masse effective appartenant aux bandes de masse suivantes :

(a) : (1,075-1,175)GeV ; (b) : (1,23-1,33)GeV et (c) : (1,45-1,55)GeV.



La figure 30 montre que lorsque la masse effective de 3 des pions du système de 4π a la masse du A_2 , il existe une fluctuation importante dans la région centrale du spectre. Il semble qu'il y ait un signal dans la région de 1700 MeV. Ceci nous a suggéré de faire l'essai suivant.

2°) - Nous faisons le spectre $M(\pi_a^+ \pi_b^+ \pi_i^- \pi_j^-)$ avec les conditions de (1) et nous imposons en plus qu'au moins une des combinaisons $(\pi^+ \pi^-)$ dans le système de 3π tombe dans la bande de masse du ρ^0 . Ces conditions peuvent s'exprimer par la notation :

$$M\{(\pi^+ \pi^-)_\rho \pi^\pm\} \begin{matrix} M_0 + \Delta M \\ M_0 - \Delta M \end{matrix}$$

où $\{M_0 - \Delta M, M_0 + \Delta M\}$ prend successivement les valeurs de (a), (b) et (c) définies précédemment.

Fig. 30 : Distributions des masses effectives $M(\pi_a^+ \pi_b^+ \pi_i^- \pi_j^-)$ en fonction de $M(\pi_a^+ \pi_b^+ \pi_i^- \pi_j^-)$ dans la réaction $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^-$: (a) $M(\pi_a^+ \pi_b^+ \pi_i^- \pi_j^-) = (1,45-1,55)$ GeV; (b) $M(\pi_a^+ \pi_b^+ \pi_i^- \pi_j^-) = (1,23-1,33)$ GeV; (c) $M(\pi_a^+ \pi_b^+ \pi_i^- \pi_j^-) = (1,075-1,175)$ GeV.

La figure 31(b) montre que lorsque le système $(\rho^0 \pi^\pm)$ passe par la bande de masse correspondant à celle du A_2 , un petit signal apparaît au dessus de l'espace de phase modifié dans la région de masse de 1700 MeV. Quoique la résonance $\rho(1700)$ se désintégrant sous forme $A_2 \pi$ ait été observée dans les autres expériences, il est difficile de confirmer son existence dans notre expérience à cause de sa faible intensité. A titre indicatif, nous donnerons seulement la limite supérieure de sa fraction de production : 0,1%.

La figure 31(b') montre le spectre $M(A_2 \pi)$ associé à ρ^0 . Dans ce spectre, nous avons imposé en plus des conditions (2) que la masse effective des deux pions restants $(\pi_c^+ \pi_k^-)$ tombe dans la bande de masse du ρ^0 . Dans ce spectre, aucun signal n'est observable; ceci signifie que si la résonance $(A_2 \pi)$ existe, on ne peut pas, dans notre expérience, considérer la réaction (1) $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^-$, comme un système à deux corps du type $\bar{p}p \rightarrow (A_2 \pi)_{1700} + \rho^0$.

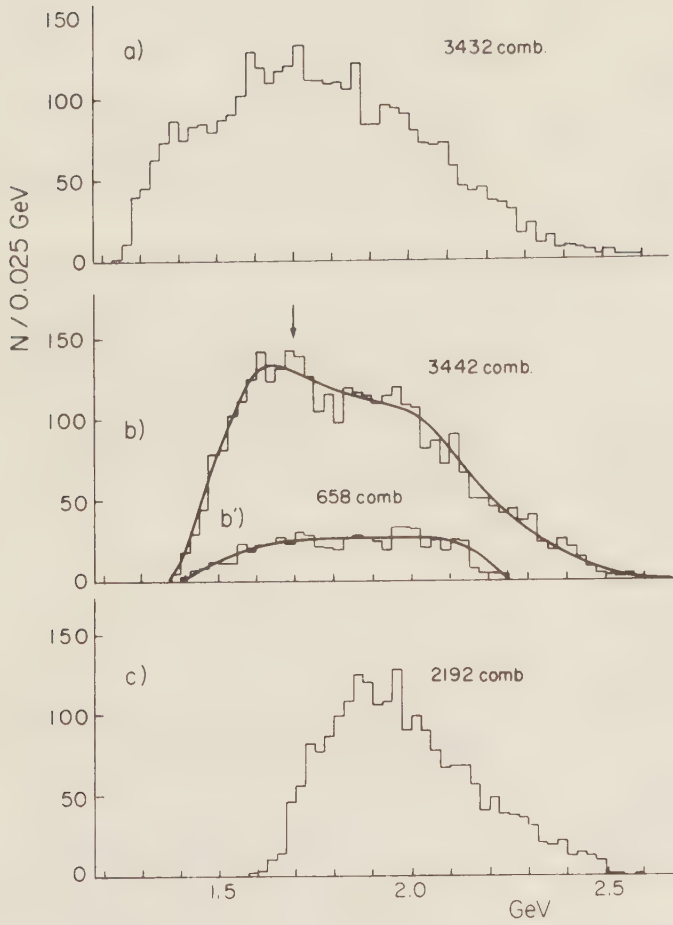


Fig. 31 : Distributions des masses effectives $M(\rho^0\pi^\pm)\pi^\mp$ en fonction de $M(\rho^0\pi^\pm)$ dans la réaction $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-$:
 (a) $M(\rho^0\pi^\pm) = (1,45-1,55)\text{GeV}$;
 (b) $M(\rho^0\pi^\pm) = A_2 = (1,23-1,33)\text{GeV}$;
 (b') $M(A_2\pi)^\circ$ associée à ρ° ;
 (c) $M(\rho^0\pi^\pm) = (1,075-1,175)\text{GeV}$

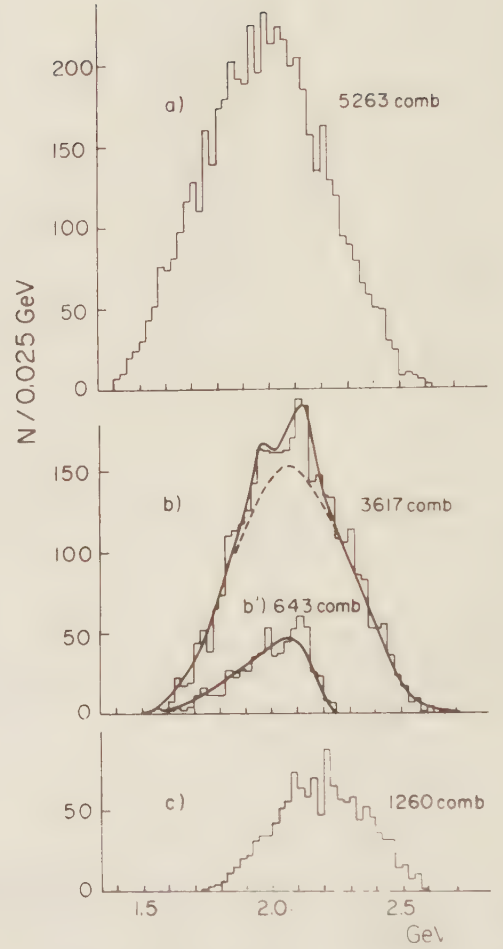


Fig. 32 : Distributions des masses effectives $M(\pi_a^+\pi_i^-\pi_j^+\pi_k^-)$ en fonction de $M(\pi_a^+\pi_i^-)$ dans la réaction $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-$:
 (a) $M(\pi_a^+\pi_i^-) = (0,975-1,10)\text{GeV}$;
 (b) $M(\pi_a^+\pi_i^-) = f^\circ = (1,175-1,3)\text{GeV}$;
 (b') $M(f^\circ\pi^+\pi^-)$ associée à ρ° ;
 (c) $M(\pi_a^+\pi_i^-) = (1,375-1,5)\text{GeV}$.

C) - Recherche sur le système ($f\pi\pi$) :

La figure 32(b) représente le spectre $M(\pi_a^+ \pi_b^+ \pi_i^- \pi_j^-)$. Dans ce spectre, une au moins des combinaisons ($\pi^+ \pi^-$) a une masse effective comprise dans l'intervalle des masses (1,17-1,3) GeV défini pour le meson f° .

On a observé une accumulation d'événements dans la région de masse de 1950 MeV et un signal relativement important à la masse de 2100 MeV. Les spectres de contrôle (a) et (c) représentés sur la même figure confirment bien l'existence de ces signaux. L'ajustement pour la distribution expérimentale donne les valeurs suivantes pour les caractéristiques de ces signaux :

$$M_1(f^\circ \pi^+ \pi^-) = (1964 \pm 19) \text{ MeV}$$

$$\Gamma_1(f^\circ \pi^+ \pi^-) = 64 \pm 5 \text{ MeV}$$

$$\text{fraction de } M_1(f^\circ \pi^+ \pi^-) = 5\% \pm 2\%$$

et

$$M_2(f^\circ \pi^+ \pi^-) = (2134 \pm 3) \text{ MeV}$$

$$\Gamma_2(f^\circ \pi^+ \pi^-) = 109 \pm 3$$

$$\text{fraction de } M_2(f^\circ \pi^+ \pi^-) = 14\% \pm 4\%$$

Nous remarquons que les masses de $M_1(f^\circ \pi^+ \pi^-)$ et $M_2(f^\circ \pi^+ \pi^-)$ correspondent assez bien à celles des résonances des régions S(1930) et ρ (2100) déjà signalées par les expériences de spectrométrie de masse manquante (41) et les expériences d'électroniques (42). Les résultats de notre expérience ne sont pas en mesure de confirmer, de façon nette, l'existence de ces résonances car les signaux observés ne dépassent pas 3 déviations standard par rapport à la courbe d'espace de phase modifié. Cependant, il est remarquable que la somme des deux fractions de M_1 et M_2 corresponde à la fraction de production du f° dans notre lot d'événements. Cette fraction est de l'ordre de $18\% \pm 3\%$.

Enfin, les spectres $M(f^\circ \pi^+ \pi^-)$ associée à ρ° (Fig. 32(b')) et $M(\pi_a^+ \pi_i^-)$ en fonction de la masse effective de $M(\pi_a^+ \pi_i^-)$ (non présentés ici) ne montrent aucun signal particulier; ceci nous suggère, d'une part que nous observons la réaction à 3 corps dans l'état final du type $\bar{p}p \rightarrow M_1 \pi \pi$ et $M_2 \pi \pi$ plutôt que la réaction à 2 corps du type $\bar{p}p \rightarrow M_1 \rho$ et $M_2 \rho$, d'autre part qu'il n'existe pas de résonance sous forme ($f^\circ \rho^\circ$) dans les conditions de notre expérience.

III.3.4 - SYSTEME A 5 π :

A) - Recherche sur les systèmes $(\rho\pi\pi)$, $(\rho\rho\pi)$, $(A\pi\pi)$ et $(f\pi\pi\pi)$:

Les spectres les plus simples que l'on peut faire avec le système de cinq pions sont $M(\rho\pi\pi)$, $M(\rho\rho\pi)$, $M(A\pi\pi)$ et $M(f\pi\pi\pi)$.

Les figures 33 et 34 montrent qu'il n'y a aucun signal particulier sur ces spectres.

B) - Recherche des résonances de masse plus grande que 2 100 MeV :

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que certains signaux se manifestent dans les systèmes de 4π , ce qui nous conduit à penser que ces signaux pourraient provenir d'objets de masse plus élevée.

La figure 35 représente les spectres $M(\pi_a^+\pi_b^+\pi_c^-\pi_i^-\pi_j^-) + M(\pi_a^+\pi_b^+\pi_i^-\pi_j^-\pi_k^-)$ en fonction de la masse effective du système à quatre pions $(\pi_a^+\pi_b^+\pi_i^-\pi_j^-)$.

Aucun signal n'apparaît sur ces spectres; or, nous avons observé précédemment certains signaux dans les spectres $M(\rho\pi\pi)$ et $M(A_2\pi)$; ceci nous suggère de faire simultanément les spectres $M\{(\rho\pi\pi)\pi^\pm\}$ et $M\{(A_2\pi)\pi^\pm\}$ en fonction des masses effectives de $(\rho\pi\pi)$ et $(A_2\pi)$ (fig. 36). D'après cette figure, nous remarquons les faits suivants :

1°/ - Quand $(\rho\pi\pi)$ et $(A_2\pi)$ passent dans la bande de masse $\{1,65-1,75\}$ GeV, il y a simultanément accumulation d'événements dans les deux spectres $M\{(\rho\pi\pi)\pi^\pm\}$ et $M\{(A_2\pi)\pi^\pm\}$ dans la région de masse $\{2,425 - 2,525\}$ GeV. Par la suite, nous appellerons cette résonance : résonance Q .

Nous pensons qu'elle se désintègre plutôt sous forme $Q \rightarrow (A_2\pi) (1700) + \pi$ que sous forme $Q \rightarrow (\rho\pi\pi) (1700) + \pi$; puisque le spectre $M\{(\rho\pi\pi)\pi\}$ comprend déjà le spectre $M\{(A_2\pi)\pi\}$ et que les intensités de Q dans ces deux spectres sont presque identiques.

2°/ - Quand $(\rho\pi\pi)$ et $(A_2\pi)$ passent dans la bande de masse $\{1,9 - 2,0\}$ GeV, il apparaît que le spectre $M\{(\rho\pi\pi)\pi^\pm\}$ seul montre un signal très étroit centré sur la masse 2 375 GeV : Ce signal correspond aux résonances de la région U (2 375).

Signalons en passant que les spectres $M\{(f\pi\pi)\pi^\pm\}$ ne montrent pas de signe particulier lorsque l'on fait varier la masse effective de $(f\pi\pi)$.

Nous discuterons ces résultats dans le chapitre V .

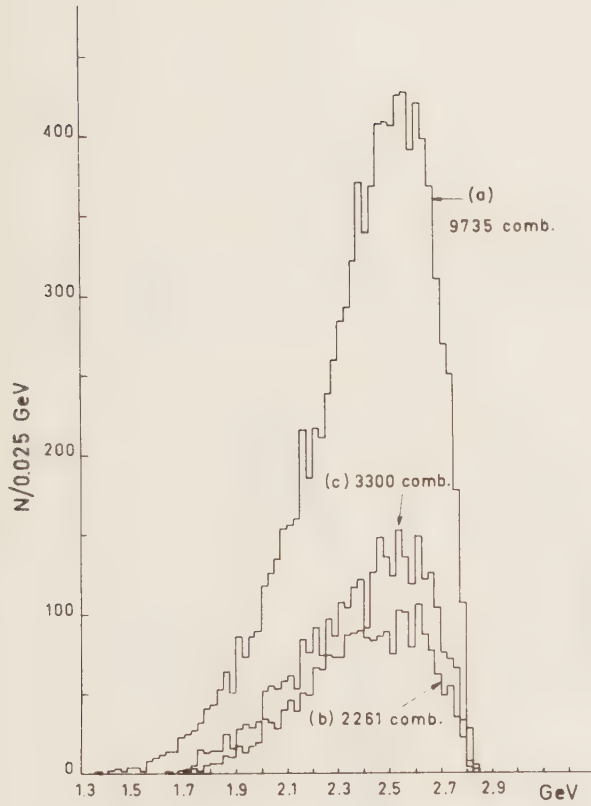


Fig. 33 : Distributions des masses effectives du système de 5π dans la réaction $pp+3\pi^+3\pi^-$: (a) $M(\rho^0\pi^+\pi^\pm\pi^-)$; (b) $M(\rho^0\rho^0\pi^\pm)$; (c) $M(A_2^+\pi^-\pi^-)$.

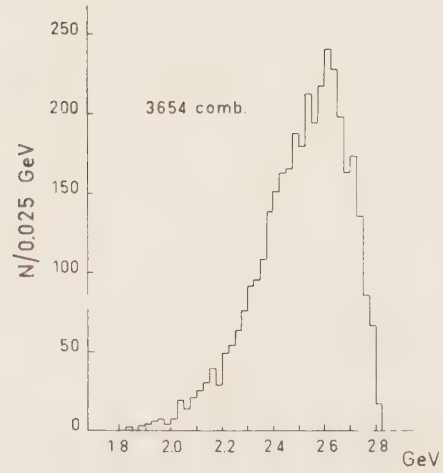


Fig. 34 : Distribution de la masse effective $M(f^0\pi^+\pi^\pm\pi^-)$ dans la réaction $\bar{p}p+3\pi^+3\pi^-$

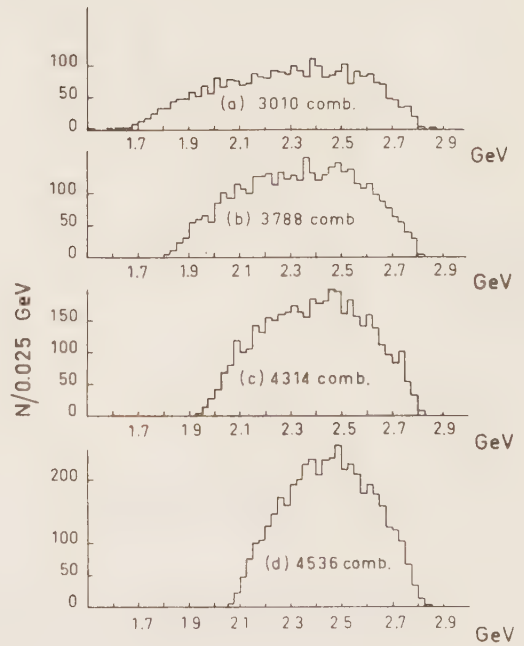


Fig. 35 : Distributions des masses effectives $M(\pi_a^+\pi_b^+\pi_c^-\pi_i^-\pi_j^-\pi_k^-)$ en fonction de $M(\pi_a^+\pi_b^+\pi_i^-\pi_j^-)$ dans la réaction $\bar{p}p+3\pi^+3\pi^-$: (a) $M(\pi_a^+\pi_b^+\pi_i^-\pi_j^-)=(1,5-1,6)\text{GeV}$; (b) $M(\pi_a^+\pi_b^+\pi_i^-\pi_j^-)=(1,65-1,75)\text{GeV}$; (c) $M(\pi_a^+\pi_b^+\pi_i^-\pi_j^-)=(1,78-1,88)\text{GeV}$; (d) $M(\pi_a^+\pi_b^+\pi_i^-\pi_j^-)=(1,9-2,0)\text{GeV}$;

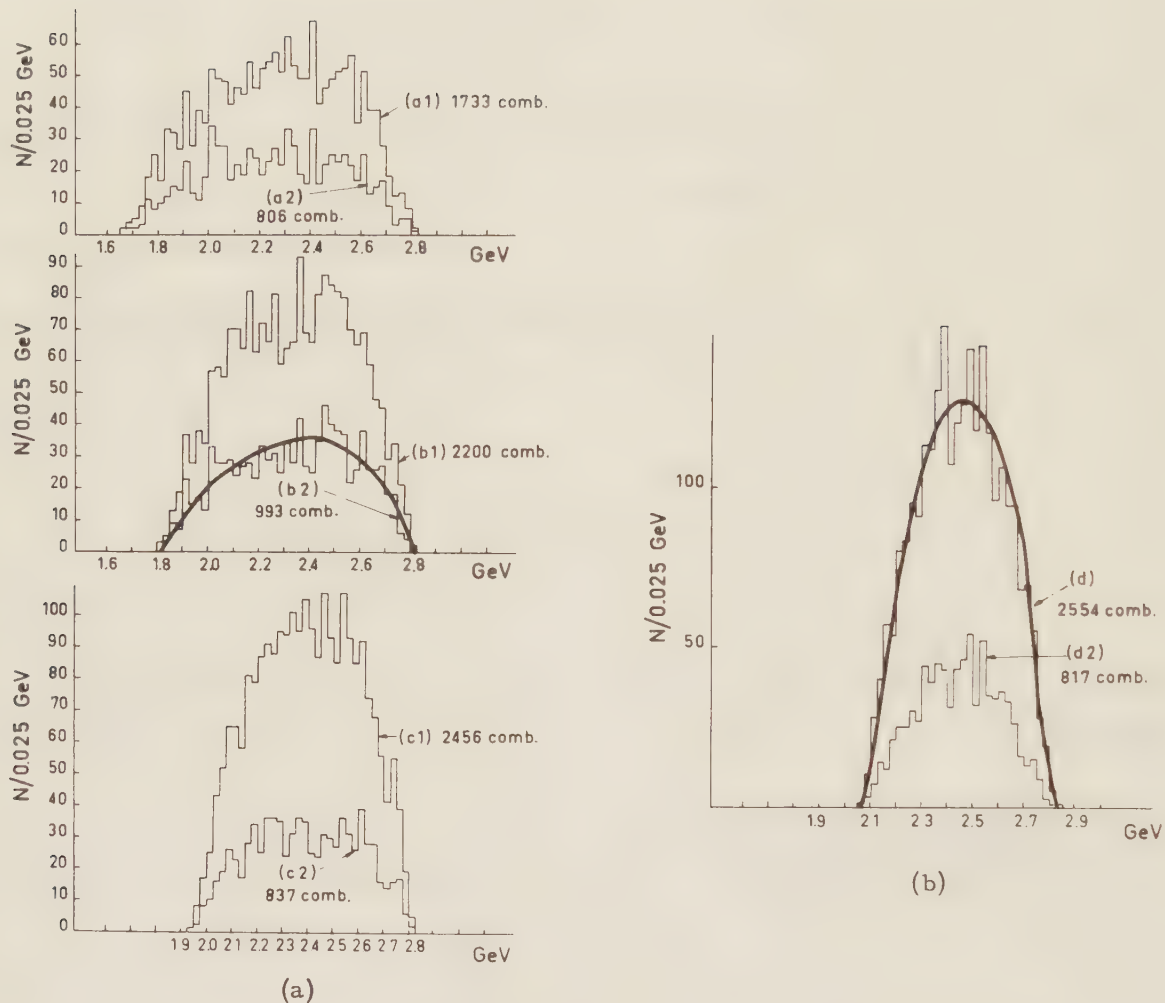


Fig. 36 : Distributions des masses effectives $\{(\rho^0\pi^+\pi^-)\pi^+\}$ et $\{(A_2\pi^0)\pi^+\}$ en fonction de $M(\rho^0\pi^+\pi^-)$ et $M(A_2\pi^0)$ respectivement dans la réaction $pp \rightarrow 3\pi^+3\pi^-$:

(a1) $M(\rho^0\pi^+\pi^-) = (1,5-1,6)\text{GeV}$; (a2) $M(A_2\pi^0) = (1,5-1,6)\text{GeV}$;

(b1) $M(\rho^0\pi^+\pi^-) = (1,65-1,75)\text{GeV}$; (b2) $M(A_2\pi^0) = (1,65-1,75)\text{GeV}$;

(c1) $M(\rho^0\pi^+\pi^-) = (1,78-1,88)\text{GeV}$; (c2) $M(A_2\pi^0) = (1,78-1,88)\text{GeV}$;

(d1) $M(\rho^0\pi^+\pi^-) = (1,9-2,0)\text{GeV}$; (d2) $M(A_2\pi^0) = (1,9-2,0)\text{GeV}$;

Les courbes pleines représentent les courbes d'espace de phase modifié.

C H A P I T R E I I I . 4

RECHERCHE DES RESONANCES LOURDES DANS LA REACTION $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^-\pi^0$ à 3,6 GeV/c

III.4.1 - GENERALITES :

Le travail qui fait l'objet de ce chapitre est basé sur 9059 événements de la réaction (2) $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^-\pi^0$.

Nous avons signalé dans le chapitre III.2. que pour avoir des fonds décrivant convenablement les spectres de masse, il est nécessaire de faire un mélange des fonds correspondants aux différents types de réactions partielles. Après plusieurs essais, nous avons considéré comme convenable le mélange de fonds suivants :

0,2	pour la réaction $\bar{p}p \rightarrow \rho^0 \omega^0 \pi\pi$
0,25	pour la réaction $\bar{p}p \rightarrow \omega^0 \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$
0,40	pour la réaction $\bar{p}p \rightarrow \rho^0 \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0$
0,15	pour la réaction $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^-$

$\rho^\pm, \omega^0$: Nous avons défini les bandes de masse suivantes pour les η, ρ^0 ,

$$\begin{aligned} M_\eta &= (0,535 - 0,565)\text{GeV} \\ M_{\rho^0, \rho^\pm} &= (0,7 - 0,8)\text{GeV} \\ M_{\omega^0} &= (10,75 - 0,81)\text{GeV} \end{aligned}$$

Revue sur les spectres généraux (Spectres sans conditions supplémentaires) :

Les figures (37), (38), (39), (40), (41), (42), (43) montrent respectivement les spectres de masse $M(\pi^+ \pi^\pm \pi^-)$, $M(\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-)$, $M(\pi^+ \pi^+ \pi^\pm \pi^0)$, $M(\pi^+ \pi^+ \pi^\pm \pi^- \pi^-)$, $M(\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0)$, $M(\pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^-)$ et $M(\pi^+ \pi^+ \pi^\pm \pi^- \pi^- \pi^0)$.

Selon notre critère de sélection, nous ne devons pas poursuivre notre étude sur la plupart des spectres car seuls le spectre $M(\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-)$ et le spectre $M(\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0)$ montrent quelques signaux au sommet de la courbe d'espace de phase.

Cependant, il est intéressant aussi de montrer qu'avec notre méthode d'analyse, nous n'observons pas certaines résonances signalées dans d'autres expériences.

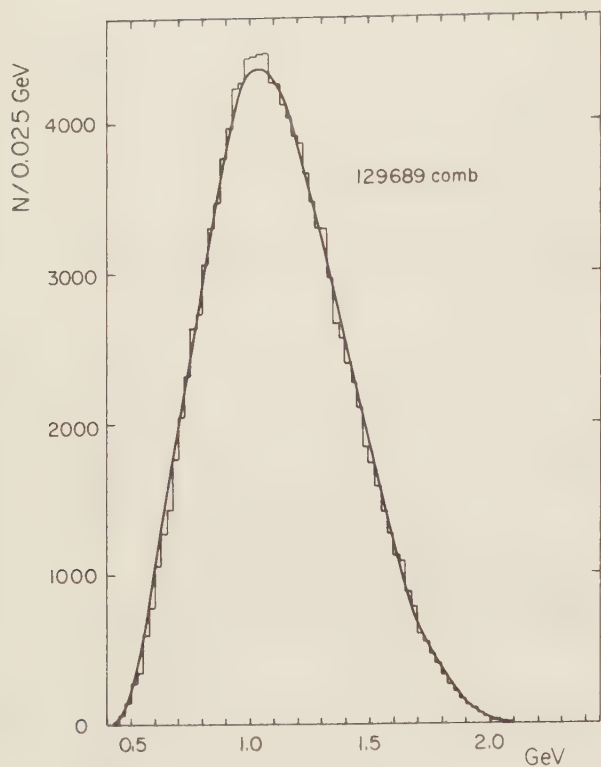


Fig. 37 : Distribution de la masse effective $M(\pi^+\pi^+\pi^-)$ dans la réaction $pp \rightarrow 3\pi^+3\pi^-\pi^0$. La courbe pleine représente l'espace de phase modifié.

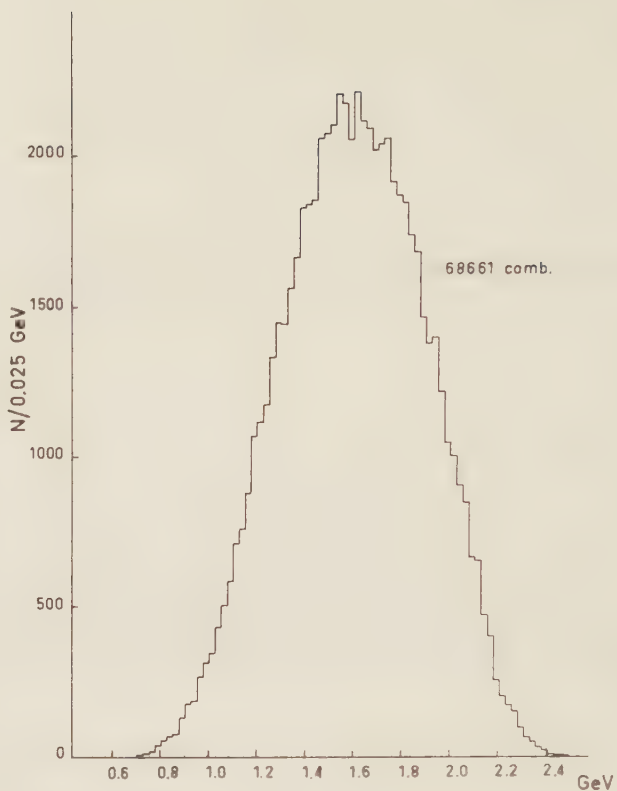


Fig. 38 : Distribution de la masse effective $M(\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-)$ dans la réaction $pp \rightarrow 3\pi^+3\pi^-\pi^0$.

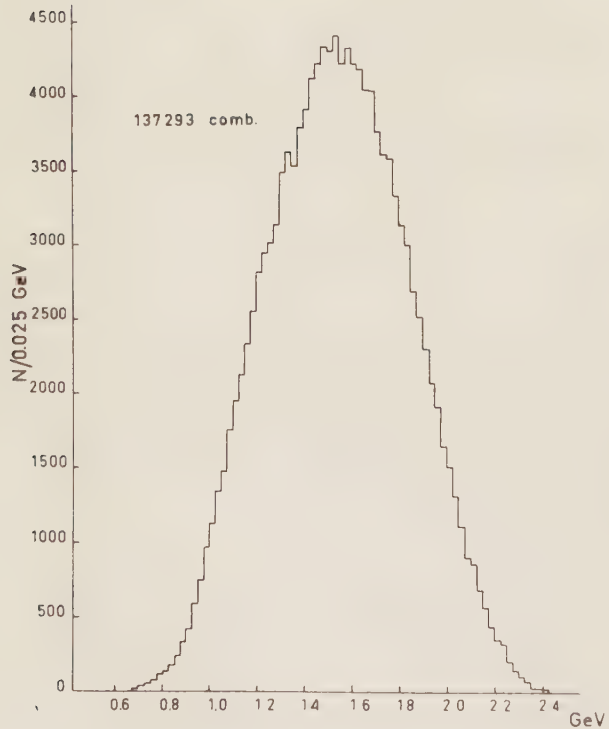


Fig. 39 : Distribution de la masse effective $M(\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0)$ dans la réaction $pp \rightarrow 3\pi^+3\pi^-\pi^0$.

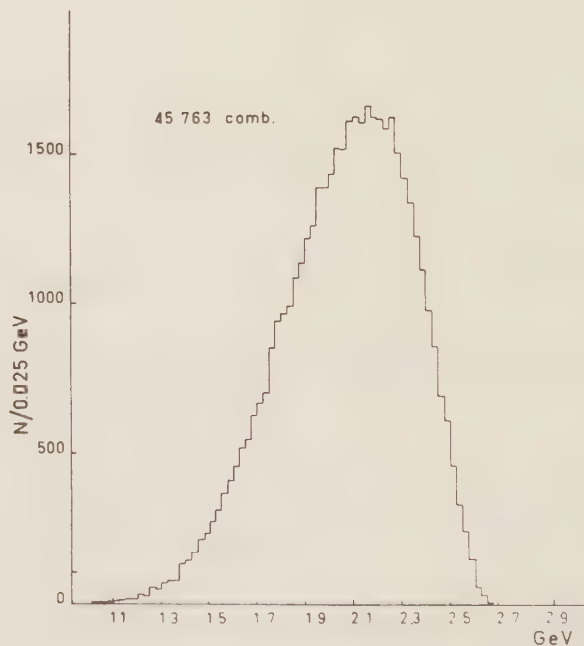


Fig. 40 : Distribution de la masse effective $M(\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-\pi^0)$ dans la réaction $pp \rightarrow 3\pi^+3\pi^-\pi^0$.

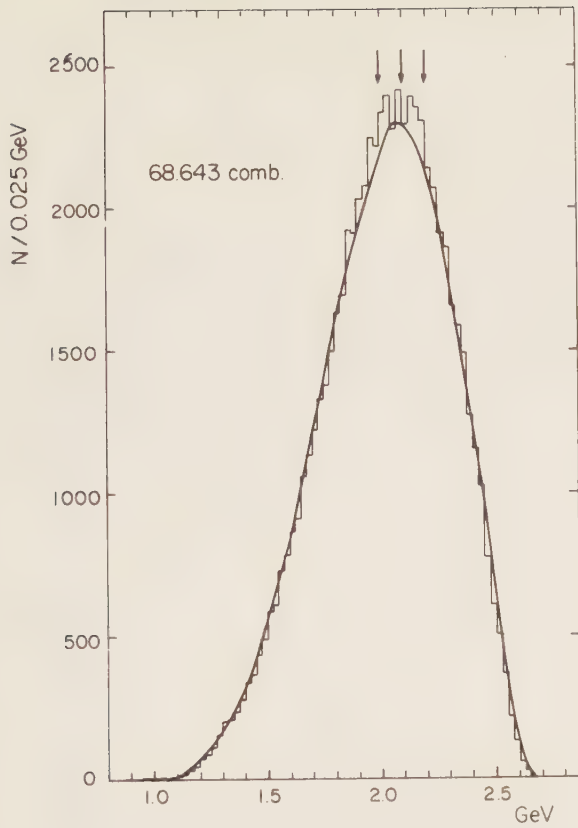


Fig. 41 : Distribution de la masse effective $M(\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-\pi^0)$ dans la réaction $pp+3\pi^+3\pi^-\pi^0$.

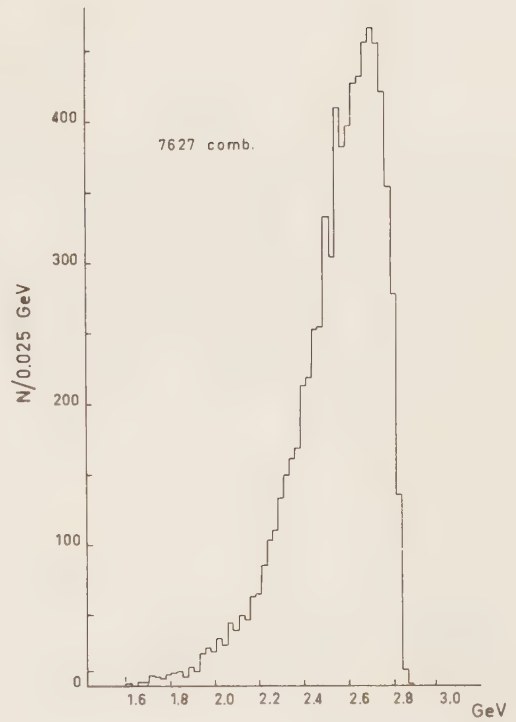


Fig. 42 : Distribution de la masse effective $M(\pi^+\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-)$ dans la réaction $pp+3\pi^+3\pi^-\pi^0$.

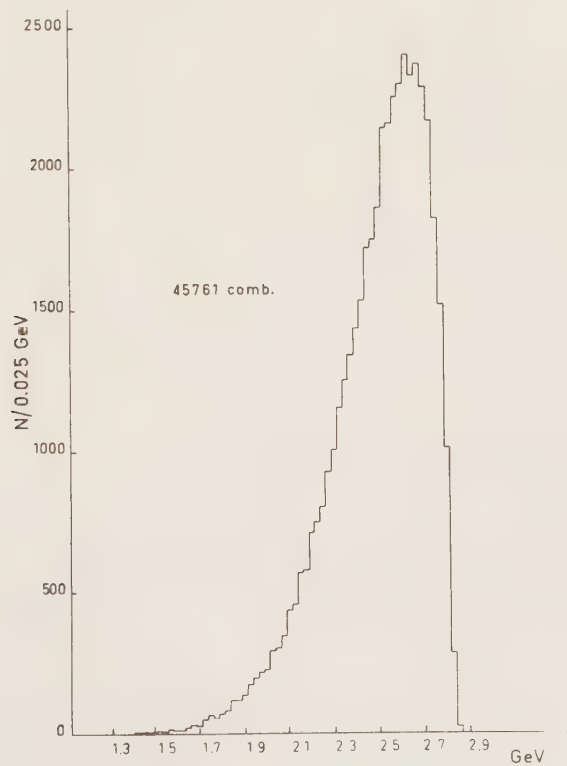


Fig. 43 : Distribution de la masse effective $M(\pi^+\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0)$ dans la réaction $pp+3\pi^+3\pi^-\pi^0$.

III.4.2 - SYSTEME A 3π :

A) - Recherche des mesons A neutres :

La figure 44 montre le spectre de $M(\rho^0\pi^0)$. La distribution suit bien l'espace de phase modifié.

Pour essayer d'éliminer l'influence possible due à l' ω , nous avons représenté dans la même figure 44 le spectre $M(\rho^0\pi^0)$ où les π^0 n'appartiennent pas à ω . Nous n'avons vu ni le signal du A_1^0 ni celui du A_2^0 .

Le mode de désintégration A_1 (ou A_2) $\rightarrow \rho^\pm \pi^\mp$ n'est pas non plus observé comme le prouve la figure 45.

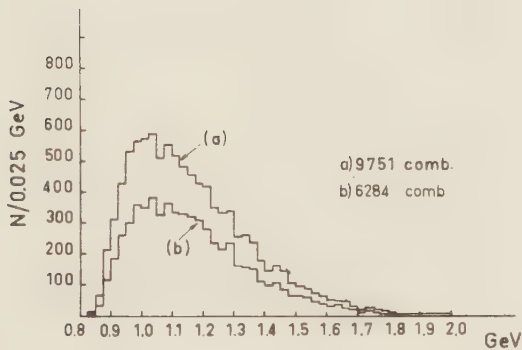


Fig. 44 : Réaction $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$:
(a) distribution de la masse effective $M(\rho^0\pi^0)$;
(b) distribution de la masse effective $M(\rho^0\pi^0)$ où les π^0 ne font pas ω avec les π restants.

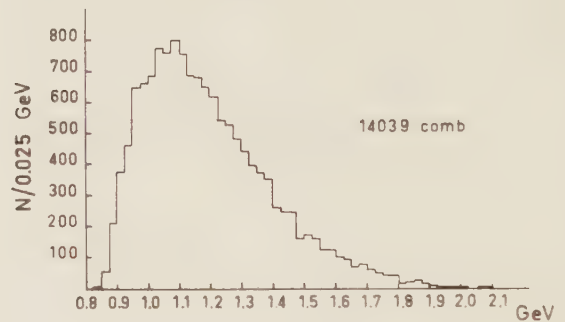


Fig. 45 : Distribution de la masse effective $M(\rho^\pm \pi^\mp)$ dans la réaction $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$.

B) - Recherche des mesons A chargés :

Nous avons étudié le spectre $M(\rho^\pm \pi^\mp)$; aucun signal n'a été observé au-dessus de l'espace de phase modifié (Fig. 46). Cependant, le fait que les expériences d'annihilation (43) en 7 pions à 3,0 GeV/c et 3,6 GeV/c montrent l'existence de $A_1^\pm$ et $A_2^\pm$ associés à l' ω , nous a conduit à faire les spectres $M(\pi_a^+ \pi_b^+ \pi_i^-) + M(\pi_a^- \pi_i^- \pi_j^-)$ avec les conditions suivantes (Fig. 47) :

1°/ - Au moins une des combinaisons de $(\pi^+ \pi^-)$ dans les systèmes de tripions à la masse de ρ^0 ;

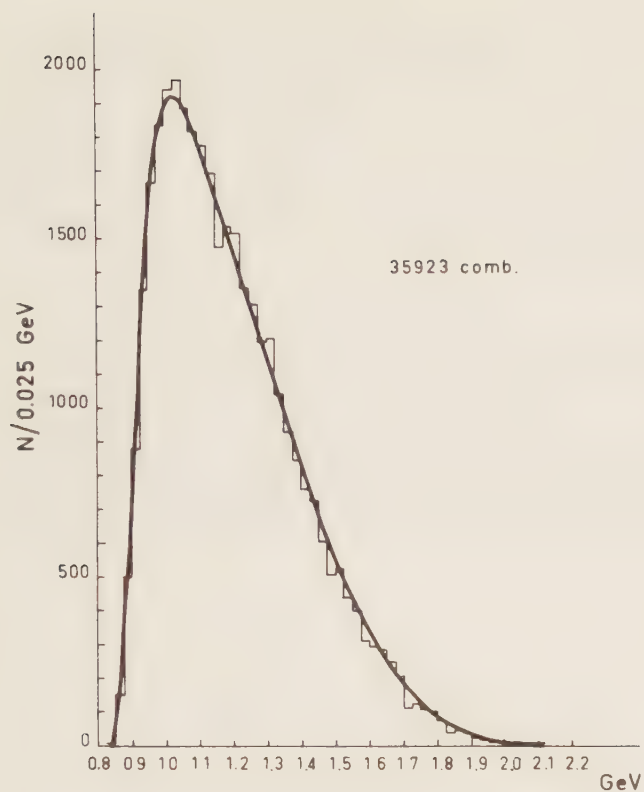


Fig. 46 : Distribution de la masse effective $M(\rho^0\pi^+)$ dans la réaction $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-\pi^0$. La courbe pleine représente l'espace de phase modifié (voir texte).

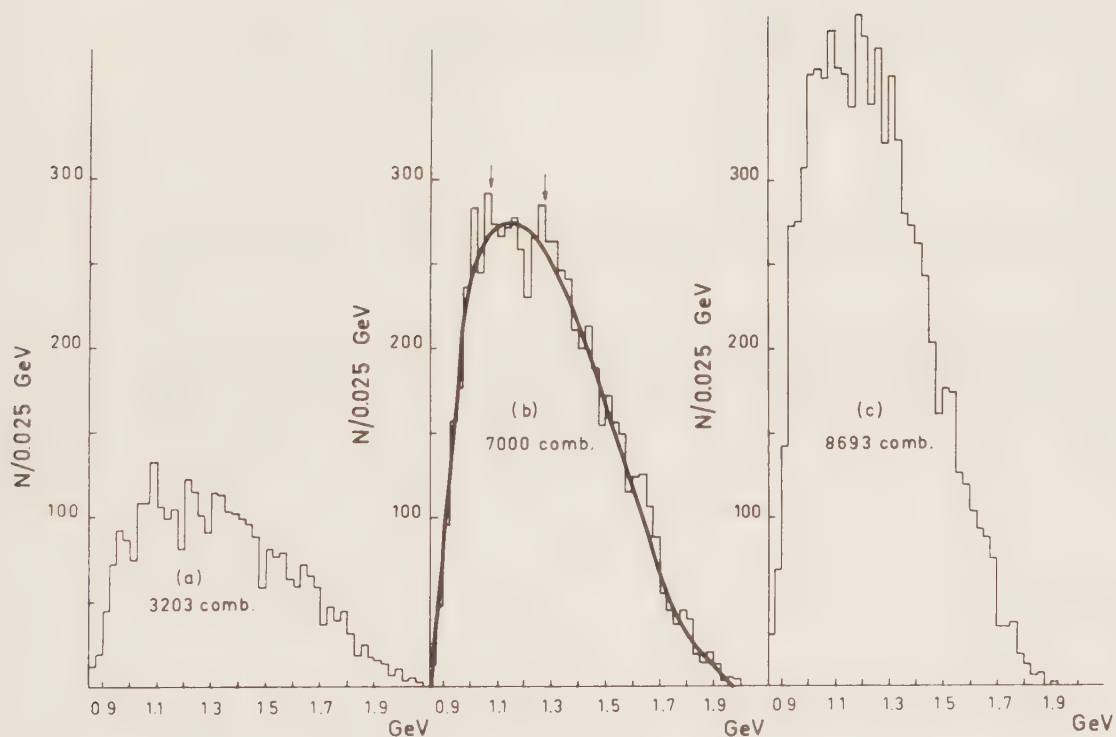


Fig. 47 : Distribution des masses effectives $M(\rho^0\pi^+)$ associées à $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ dans la réaction $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-\pi^0$. A $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$. (a) $M(\rho^0\pi^+)$ associée à $M(\pi^+\pi^-\pi^0)=(0,6-0,7)$ GeV; (b) $M(\rho^0\pi^+)$ associée à $M(\pi^+\pi^-\pi^0)=\omega^0=(0,75-0,81)$ GeV, la courbe pleine représente l'espace de phase modifié (voir texte); (c) $M(\rho^0\pi^+)$ associée à $M(\pi^+\pi^-\pi^0)=(0,85-0,95)$ GeV.

2°/ - Les combinaisons du système de $(\pi^+ \pi^- \pi^0)$ ont des masses effectives appartenant aux bandes de masse (0,6-0,7)GeV , (0,75-0,81)GeV et (0,85-0,95)GeV.

On voit que lorsque $M(\pi^+ \pi^- \pi^0) = (0,75-0,81)\text{GeV}$, il y a effectivement une faible indication des mesons $A_1^\pm$ et $A_2^\pm$; cependant, tenant compte des fluctuations qui ont lieu autour de la région de masse 1300 MeV, il nous est difficile, d'après la courbe d'espace de phase, d'affirmer l'existence des mesons A chargés dans notre expérience.

Nous pensons que si $A_1^\pm$ (ou $A_2^\pm$) est associé à ω^0 , un signal très fort de ω^0 devrait pouvoir être observé dans le spectre $M(\pi^+ \pi^- \pi^0)$ associé à $A_1^\pm$ (ou $A_2^\pm$). D'après les spectres $M(\pi^+ \pi^- \pi^0)$ en fonction de $M(\rho^0 \pi^\pm)$ représentés figure 48, nous estimons que les rapports signal sur fond du ω^0 restent sensiblement égaux pour toutes les bandes de masse de $(\rho \pi^\pm)$. Ceci nous conduit à penser que même si les mesons A chargés existent dans notre lot d'événements, ils ne représentent qu'une fraction de production très faible inférieure à 0,4%.

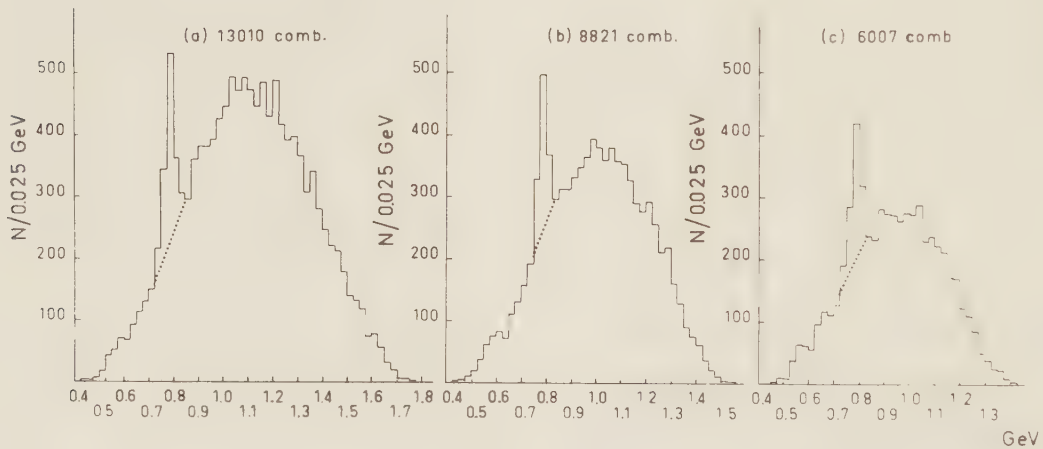


Fig. 48 : Distributions des masses effectives $M(\pi^+ \pi^- \pi^0)$ associées à $M(\rho^0 \pi^\pm)$ dans la réaction $pp \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$. (a) $M(\pi^+ \pi^- \pi^0)$ associée à $M(\rho^0 \pi^+) = (1,0-1,1)\text{GeV}$; (b) $M(\pi^+ \pi^- \pi^0)$ associée à $M(\rho^0 \pi^+) = A_2 = (1,23-1,33)\text{GeV}$; (c) $M(\pi^+ \pi^- \pi^0)$ associée à $M(\rho^0 \pi^\pm) = (1,35-1,45)\text{GeV}$.

III.4.3 - SYSTEME A 4π :

A) - Recherche du meson "B" :

La figure 49 montre le spectre de $M(\omega \pi^+) + M(\omega \pi^-)$. On voit que l'espace de phase modifié décrit très bien la distribution expérimentale. La place du "B" se trouve au sommet de l'espace de phase. En tenant compte des erreurs statistiques à cet endroit, il est difficile d'observer le B, cependant, nous pouvons donner une limite supérieure de la fraction de production du "B" qui est de l'ordre de 0,3%.

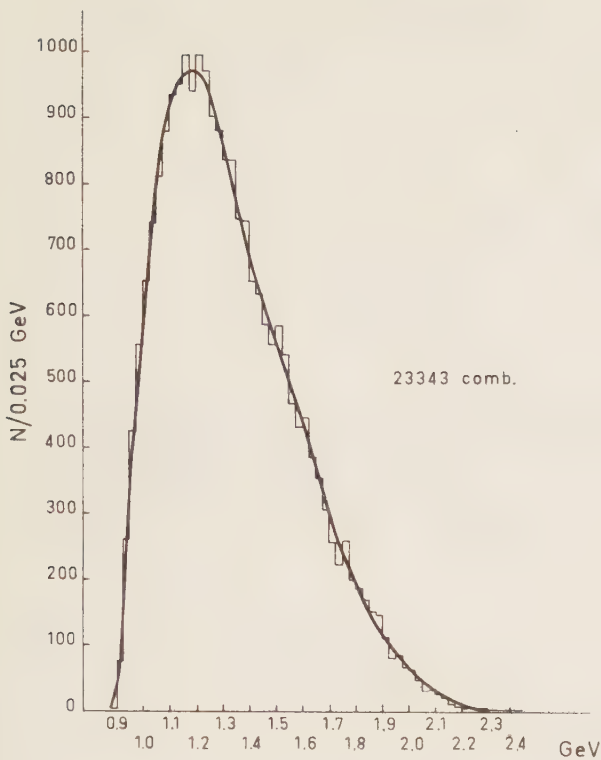


Fig. 49 : Distribution de la masse effective $M(\omega^0\pi^\pm)$ dans la réaction $pp+3\pi^+3\pi^-\pi^0$. La courbe pleine représente l'espace de phase modifié (voir texte).

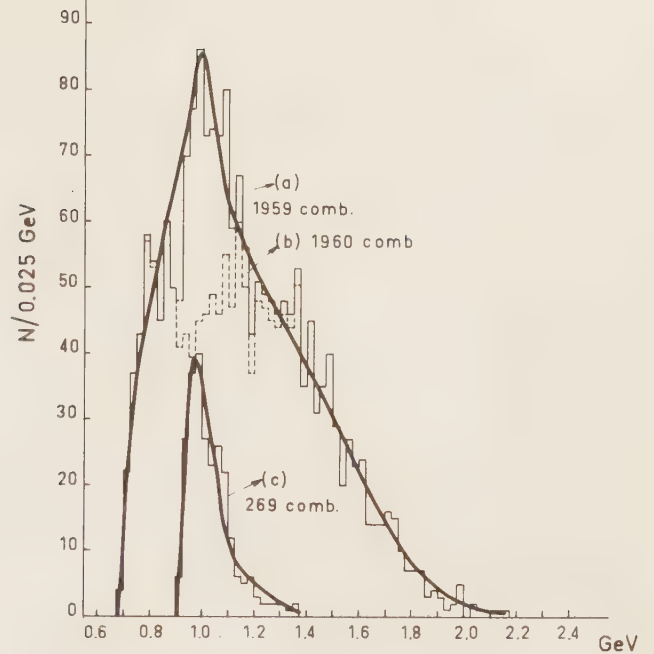


Fig. 50 : Distributions des masses effectives $M(\pi_a^+\pi_i^-\pi^0\pi_b^+)+M(\pi_i^+\pi_a^-\pi^0\pi_j^-)$ dans la réaction $\bar{p}p+3\pi^+3\pi^-\pi^0$. (a) $M(\pi_a^+\pi_i^-\pi^0)=M_\eta=(0,535-0,565)$ GeV; (b) $M(\pi_a^+\pi_i^-\pi^0)=M_\eta, M(\pi_i^-\pi_b^+\pi^0)\neq M_\omega$ et $M(\pi_a^+\pi^0\pi_j^-)\neq M_\omega$ où $M_\omega=(0,75-0,81)$ GeV (courbe pointillée); (c) $M(\pi_a^+\pi_i^-\pi^0)=M_\eta, M(\pi_i^-\pi_b^+\pi^0)=M_\omega$ ou $M(\pi_a^+\pi^0\pi_j^-)=M_\omega$. Les courbes pleines représentent les courbes d'espace de phase modifié (voir texte).

B) - Recherche du méson δ (975) :

Différentes expériences (44) ont signalé l'existence du méson $\delta^\pm$ qui se désintègre en $\eta\pi^\pm$.

La figure 50a montre le spectre $M(\pi_a^+\pi_i^-\pi^0\pi_b^+)+M(\pi_a^+\pi_i^-\pi^0\pi_j^-)$ où, au moins une des combinaisons $(\pi^+\pi^-\pi^0)$ dans les deux systèmes de quatre pions a une masse effective égale à la masse du η . Nous voyons un signal à la masse de 975 GeV. Cependant, la courbe d'espace de phase modifié décrit très bien la distribution expérimentale, surtout dans la région du pic, ce qui nous rend douteuse la présence du δ dans notre expérience.

Sur la figure 50b, nous avons montré que si on fait le spectre $M(\pi_a^+\pi_i^-\pi^0\pi_b^+)+M(\pi_a^+\pi_i^-\pi^0\pi_j^-)$ avec les conditions suivantes :

$$M(\pi_a^+\pi_i^-\pi^0) = M_\eta$$

$$\text{et } M(\pi_i^-\pi^0\pi_b^+) \neq M_\omega$$

$$\text{et } M(\pi_a^+\pi^0\pi_j^-) \neq M_\omega$$

Le pic du δ disparaît; mais si nous imposons les conditions contraires :

$$\text{et } \begin{cases} M(\pi_a^+ \pi_i^- \pi^0) = M_\eta \\ M(\pi_i^- \pi^0 \pi_b^+) = M_\omega \\ \text{ou} \\ M(\pi_a^+ \pi^0 \pi_j^-) = M_\omega \end{cases}$$

Le pic du δ réapparaît seul (voir figure 50c).

D'après toutes ces investigations, nous en concluons qu'il est très difficile d'observer le méson δ dans la réaction $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$ lorsque la production de ω^0 est importante.

Signalons de plus que les spectres $M(\rho^+ \rho^0)$ et $M(\rho^0 \rho^0)$ ne montrent rien de particulier (voir fig. 51, 52).

III.4.4 - SYSTEME A 5π :

A) - Recherche des mésons D^0 et E^0 :

Plusieurs expériences (45) ont signalé que le méson D de masse 1310 MeV peut se désintégrer sous les formes :

$$\begin{aligned} D^0 &\rightarrow \eta \pi^+ \pi^- \\ \text{et } D^0 &\rightarrow \delta^\pm \pi \\ &\rightarrow \eta \pi^\pm \end{aligned}$$

Le dernier mode est exclu dans notre expérience, car nous n'avons pas observé le méson δ .

La figure 53 montre le spectre $M(\eta \pi^+ \pi^-)$. Le nombre de combinaisons est faible. Les fluctuations statistiques deviennent importantes et on peut dire qu'il n'y a rien à signaler sur ce spectre.

Signalons que les spectres $M(\omega^0 \pi^+ \pi^-)$, $M(\omega^0 \rho^0)$ ne montrent rien d'intéressant (Voir fig. 54, 55).

B) - Recherche dans les systèmes $(\rho\rho\pi)$:

La figure 56 montre le spectre $M(\rho^0 \rho^0 \pi)$; nous n'observons rien de particulier, de même dans la figure 57a, représentant le spectre $M(\rho^0 \rho^0 \pi^0)$. Par contre, le spectre $M(\rho^\pm \rho^0 \pi)$ (fig. 57b) montre une accumulation d'événements dans la région de masse (2125 - 2175) MeV.

Cette accumulation correspondant aux résonances de la région T(2200) représente environ deux déviations standard. G. KALBFLEISCH (46), dans une expérience de formation, a signalé une telle résonance sous forme $(\rho^0 \pi^0 \rho^0)$ et il a attribué à cette résonance l'isospin $I=1$.

Cependant, le résultat de notre analyse suggère que l'isospin de cette résonance aurait plutôt la valeur $I=0$, puisque nous ne l'avons pas observée sous forme $(\rho^0 \rho^0 \pi^+)$ et $(\rho^0 \rho^0 \pi^0)$ mais seulement sous forme $(\rho^\pm \rho^0 \pi)$. Une justification en est donnée dans l'appendice III.

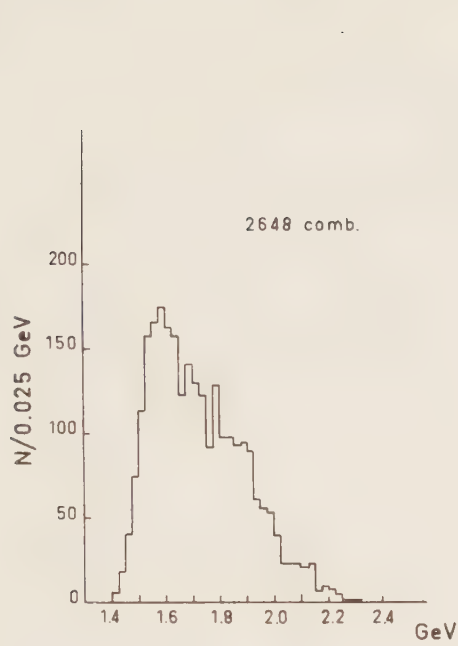


Fig. 51 : Distribution de la masse effective $M(\rho^0\rho^0)$ dans la réaction $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-\pi^0$.

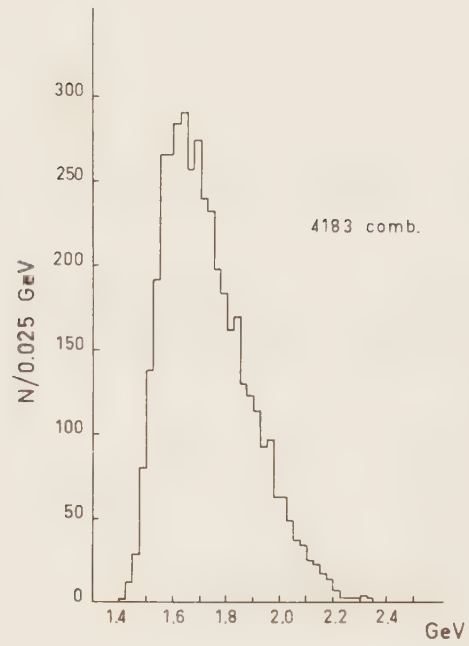


Fig. 52 : Distribution de la masse effective $M(\rho^\pm\rho^0)$ dans la réaction $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-\pi^0$.

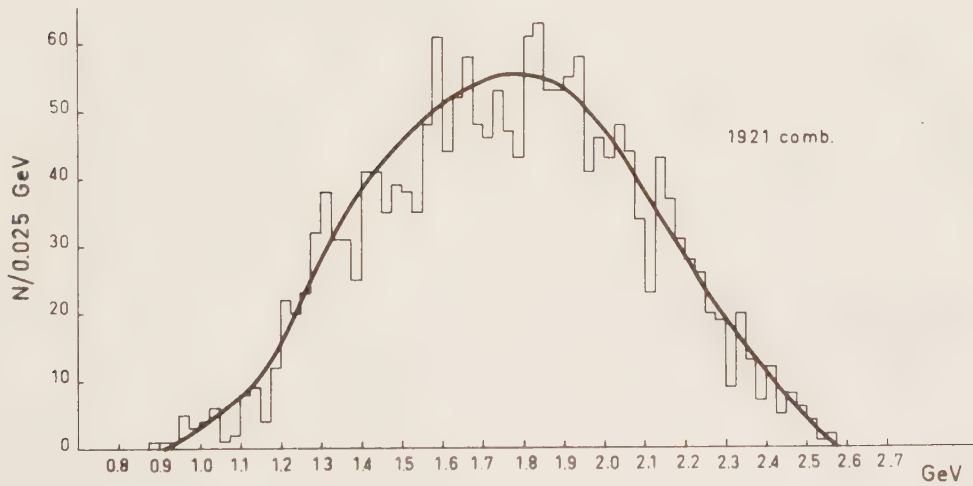


Fig. 53 : Distribution de la masse effective $M(\eta\pi^+\pi^-)$ dans la réaction $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-\pi^0$. La courbe pleine représente l'espace de phase modifié (voir texte).

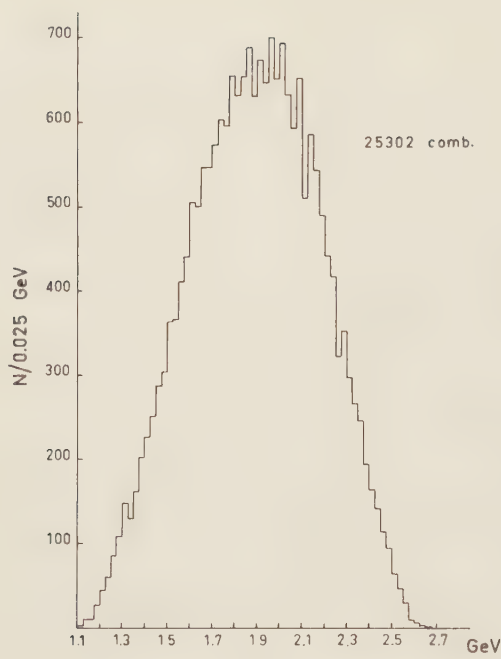


Fig. 54 : Distribution de la masse effective $M(\omega^0 \pi^+ \pi^-)$ dans la réaction $pp \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$.

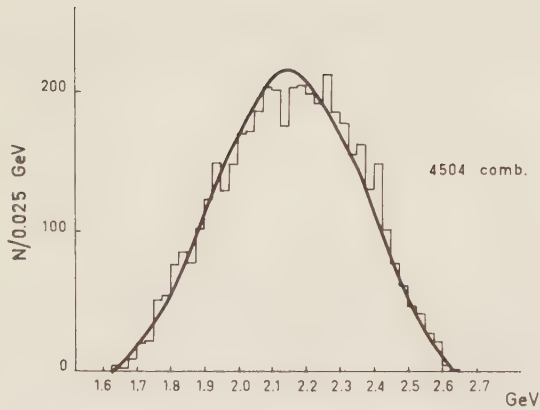


Fig. 56 : Distribution de la masse effective $M(\rho^0 \pi^0 \pi^+)$ dans la réaction $pp \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$. La courbe pleine représente l'espace de phase modifié (voir texte).

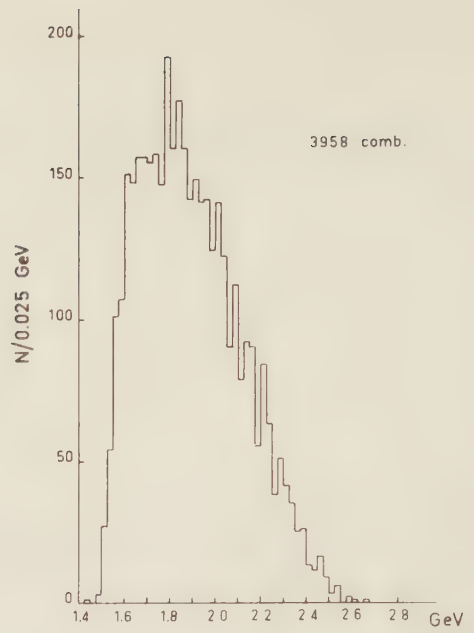


Fig. 55 : Distribution de la masse effective $M(\omega^0 \rho^0)$ dans la réaction $pp \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$.

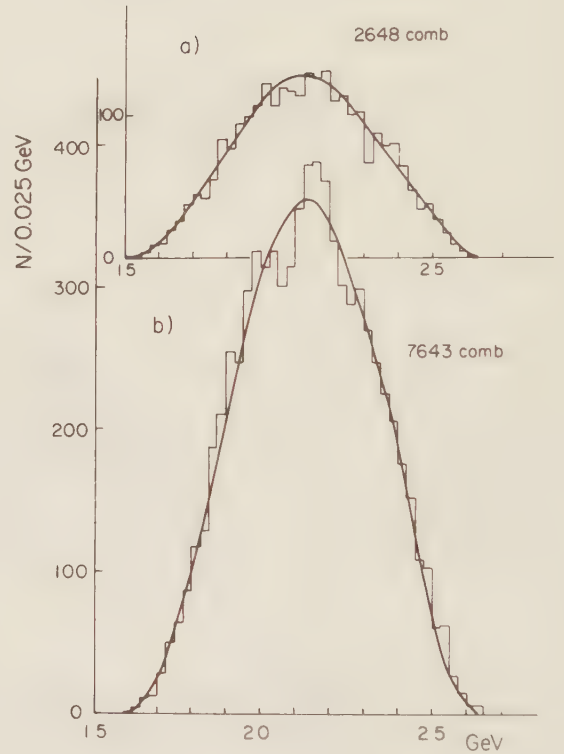


Fig. 57 : Réaction $pp\bar{p} \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$. (a) distribution de la masse effective $M(\rho^0 \rho^0 \pi^0)$; (b) distribution de la masse effective $M(\rho^0 \pi^0 \pi^+)$; (c) distribution de la masse effective $M(\rho^0 \pi^0 \pi^+)$ lorsque la masse effective de 3 des pions constituant du système $(\rho^0 \pi^0 \pi^+)$ à la masse de $1'\omega^0$. Les courbes pleines représentent les courbes d'espace de phase.

III.4.5 - SYSTEME A 6π :

Nous avons tenté de chercher dans le système de 6π les résonances suivantes :

$(\rho\pi\pi\pi)$, $(\rho\rho\pi\pi)$, $(\rho\rho\rho)$, $(\omega\pi\pi\pi)$, $(\omega\rho\pi)$ et (ωA_2) .

Bien que, parmi ces résonances, certaines aient été signalées dans d'autres expériences (47), nos recherches ont été vaines comme le montrent les figures 58, 59, 60 et 61 .

En conclusion, dans la réaction (2) $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^-\pi^0$, nous n'avons pas observé la plupart des résonances signalées par les autres expériences; celles que nous avons observées donnent toutes des signaux très faibles.

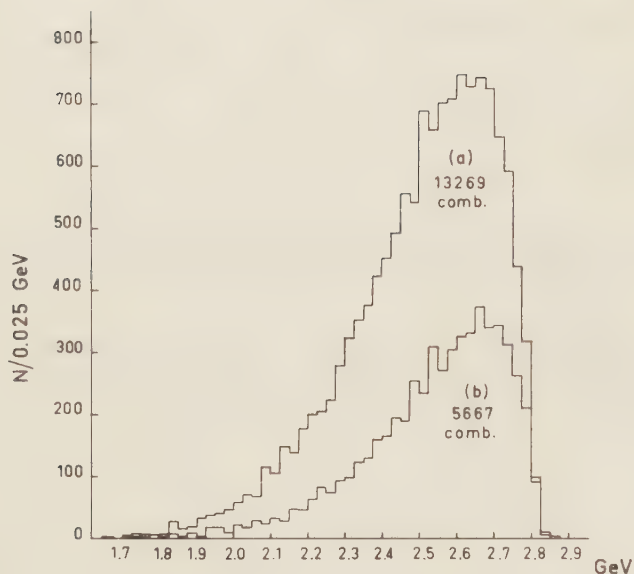


Fig. 58 : Réaction $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-\pi^0$. (a) Distribution de la masse effective $M(\rho^+\pi^+\pi^-\pi^0)$; (b) distribution de la masse effective $M(\rho^0\pi^+\pi^-\pi^0)$

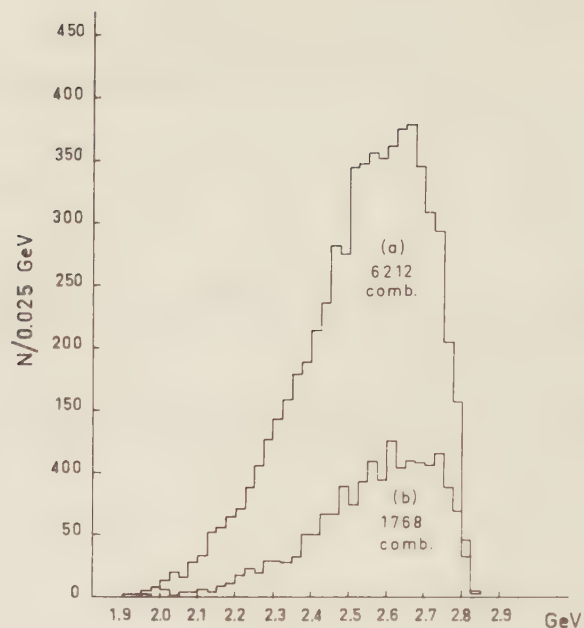


Fig. 59 : Réaction $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-\pi^0$. (a) Distribution de la masse effective $M(\rho^+\rho^0\pi^+\pi^-\pi^0)$; (b) distribution de la masse effective $M(\rho^0\rho^0\pi^+\pi^-\pi^0)$.

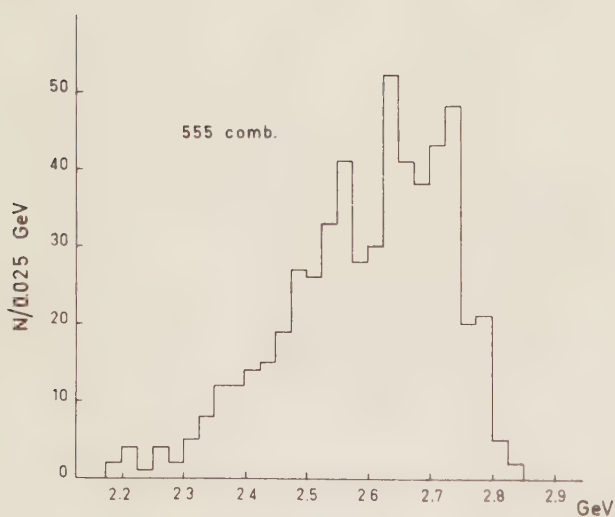


Fig. 60 : Distribution de la masse effective $M(\rho^0\rho^0\rho^+)$ dans la réaction $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-\pi^0$.

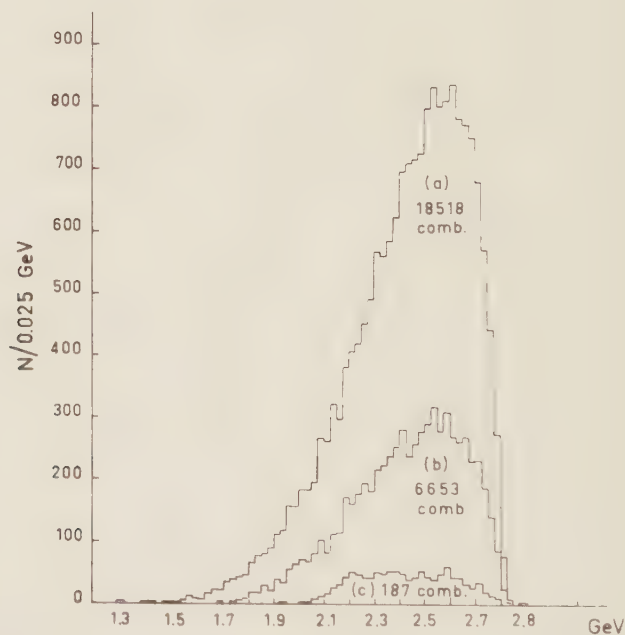


Fig. 61 : Réaction $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-\pi^0$. (a) distribution de la masse effective $M(\omega^0\pi^+\pi^-\pi^0)$; (b) distribution de la masse effective $M(\omega^0\rho^0\pi^+)$; (c) distribution de la masse effective $M(A_2^+\omega^0)$.

DISCUSSIONS SUR LES RESULTATS OBTENUS

Nous venons de présenter dans les chapitres III.3 et III.4 les spectres de masse susceptibles d'être intéressants pour la recherche des résonances lourdes. Les observations que nous avons pu faire sont résumées dans le tableau suivant :

Réaction (1) $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^-$

Signaux	Mode de désintégration	Masse (MeV)	Largeur (MeV)	Fraction par événement	Observation (Déviation standard).
* $A_2^\pm$	$\rho^0 \pi^\pm$	1280 ± 7	31 ± 26	$7\% \pm 3,5\%$	2
$\rho(1710)$	$A_2^\pm \pi^\pm$	1710 ± 25		$< 0,9\%$	1,3
$\eta_A(1830)$	$\rho^0 \pi^+ \pi^-$	1850 ± 25		$< 2\%$	1,3
$S(1930)$	$\rho^0 \pi^+ \pi^-$	1960 ± 25		$< 3,5\%$	1,4
	$M_1 \rightarrow f^0 \pi^+ \pi^-$	1964 ± 25	64 ± 5	$5\% \pm 2\%$	2
* $\rho(2100)$	$M_2 \rightarrow f^0 \pi^+ \pi^-$	2134 ± 3	108 ± 3	$14\% \pm 4\%$	3
$U(2375)$	$(\rho \pi \pi)_\pi$ 1960	2375 ± 25		$< 0,8\%$	2
$Q(2475)$	$(A_2 \pi)_\pi$ 1710	2475 ± 25		$< 0,8\%$	2

* A titre indicatif, le χ^2 pour A_2 , $M_1(f\pi\pi)$, $M_2(f\pi\pi)$ sont respectivement : $\chi^2(A_2) = 81,3$ pour 51 degrés de liberté; $\chi^2(M_1, M_2) = 82$ pour 41 degrés de liberté.

Quand il n'y a pas d'ajustement, l'erreur sur la masse est donnée par la courbe de résolution expérimentale.

Réaction (2) $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$

Signaux	Mode de désintégration	Masse (MeV)	Largeur (MeV)	Fraction par événement	Observation (Déviation standard)
A_1	$\left\{ \begin{array}{l} \rho^0 \pi^0 \\ \rho^\pm \pi^\mp \\ \rho^0 \pi^\mp \end{array} \right.$	1075 ± 30		$< 0.3\%$	0 0 ~ 1
A_2	$\left\{ \begin{array}{l} \rho^0 \pi^0 \\ \rho^0 \pi^\mp \\ \rho^0 \pi^\pm \end{array} \right.$	1275 ± 30		$< 0.4\%$	~ 1
B	$\omega^0 \pi^\pm$	1225 ± 40		$< 0.3\%$	< 1
ρ	$\eta \pi^\pm$ $\rho^0 \rho^0$ $\rho^0 \rho^\pm$				douteux 0 0
D^0	$\left\{ \begin{array}{l} \eta \pi^+ \pi^- \\ \omega^0 \pi^+ \pi^- \\ \omega^0 \rho^0 \end{array} \right.$				0 0 0
T(2200)	$\rho^0 \rho^0 \pi^0$ $\rho^0 \rho^0 \pi^\pm$ $\rho^\pm \rho^0 \pi^\mp$ ($\rho 3\pi$) ($\rho \rho 2\pi$) ($\rho \rho \rho$) ($\omega 3\pi$) ($\omega \rho \pi$) (ωA_2)	2160 ± 30		$< 0.8\%$	0 0 2 0 0 0 0 0 0 0

Les faits suivants ressortent de ce tableau :

1°) - Les signaux observés sont tous très faibles, leur section efficace de production ne dépassant pas 0,1 mb ; de plus, la présence d'un fond important provenant du grand nombre de combinaisons possibles des particules de l'état final rend difficile leur observation. C'est un problème malheureusement inévitable lorsque l'on travaille dans les hautes multiplicités.

G. GOLDBABER (48) a signalé, d'après le modèle des quarks, que pour un L donné, dans la plupart des cas le nonet avec $J=L+1$ (c'est-à-dire ${}^3L_{L+1}$) se désintègre en donnant des particules de moment angulaire plus élevé dans le

c.m. que ceux des trois autres nonets. La largeur pour la désintégration en deux particules peut s'exprimer par :

$$\Gamma = \gamma \frac{k}{M} \{ (Rk)^L / (2L+1!!) \}^2$$

où k : quantité de mouvement dans le système du centre de masse

L : moment angulaire de désintégration

m : masse de la résonance

γ : constance de couplage

R : rayon caractéristique d'interaction

Si l'on considère que γ et R sont constants pour un L donné, la largeur Γ des membres du nonet $J=L+1$ devient faible par rapport à celle des membres des 3 autres nonets.

D'ailleurs, la limite de cette formule se réduit à $\Gamma \propto L^{-aL}$ et suivant GOLDBERG (49) à J grand :

$$\Gamma \propto J^{-aJ}$$

D'après cette expression, on devrait s'attendre à une largeur faible pour les résonances lourdes car J varie linéairement en fonction de M^2 d'après la trajectoire de Regge. Ce phénomène a été déjà signalé par les expériences de spectromètre de masse manquante (50). Ces auteurs ont également remarqué que, d'une part l'intensité des signaux observés est plus importante dans les basses multiplicités que dans les hautes multiplicités et, d'autre part, que les signaux dépendent fortement de la résolution expérimentale. C'est peut-être aussi à cause de ces raisons que nos signaux sont faibles ou même inobservables.

2°) - Il est remarquable de voir que tous les signaux observés dans la réaction (1) suivent bien la trajectoire linéaire (ρ , A_2 , S , T , U) prévue par le modèle de Regge et le modèle des quarks avec un puits d'oscillateur harmonique. Récemment, une expérience de spectromètre de masse manquante (51) a mis en évidence deux résonances $X^-(2620)$ et $X^-(2800)$ *) qui se trouvent dans le prolongement de cette trajectoire. Ceci nous confirme la validité de la prédiction de ces deux modèles.

3°) - Certaines résonances sont difficiles à observer dans la réaction (2) $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-\pi^0$ à cause des raisons suivantes :

a) - L'espace de phase à notre énergie n'est pas favorable à la recherche de certaines résonances, par exemple le méson "B".

Depuis sa découverte (52) il y a quelques années, l'existence de cette résonance n'est toujours pas bien établie.

Récemment, d'après I. BUTTERWORTH (53) et la compilation de T. FERBEL (54), on a pu voir son apparition de façon nette dans les expériences de π^+p et pp au repos sous forme ($\omega^0\pi^\pm$). En principe, nous devrions pouvoir observer cet objet dans notre expérience, car il y a une forte production de ω^0 dans notre lot d'événements. Du fait que la place du "B" se trouve au sommet de l'espace de phase, sa mise en évidence devient difficile et, malgré nos différentes méthodes d'analyse, son signal demeure très faible. Nous concluons qu'il n'est pas observé dans notre expérience.

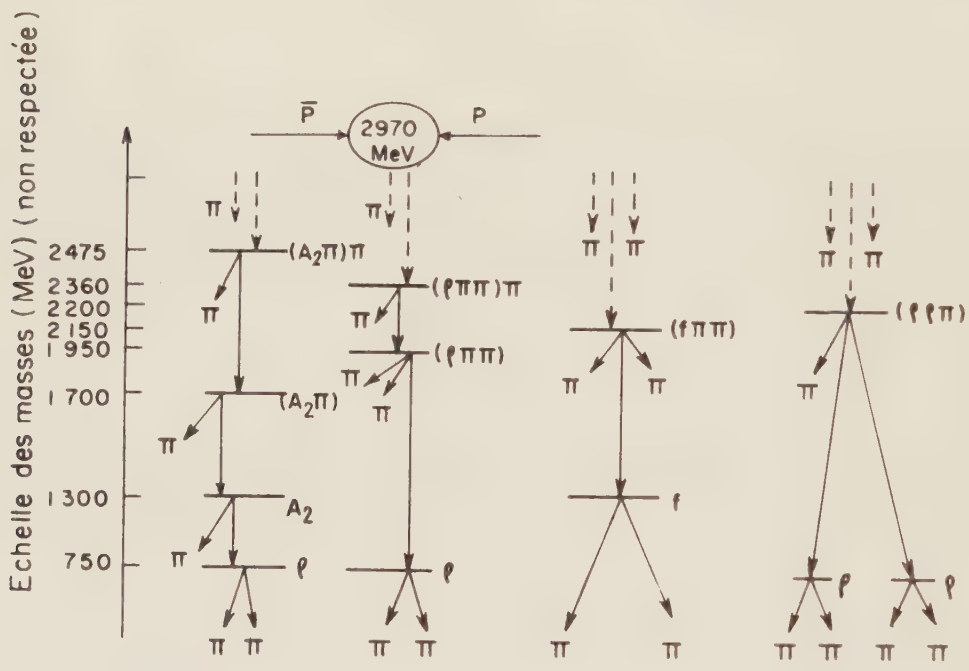
b) - La forte production du ω^0 gêne l'observation de certaines résonances, par exemple le méson δ . L'existence de celui-ci a été signalée pour la première fois par le spectromètre de masse manquante et ensuite confirmée par d'autres expériences de chambre à bulles. Cependant, dans les expériences

*) Cette résonance a également été observée dans la réaction $\bar{p}p \rightarrow M\pi$ à 5,7 GeV/c où $M \rightarrow (\bar{p}p\pi\pi)$, $\rho^0\pi^\pm X^0$, $A_2^\pm X^0$, (55).

d'annihilation $\bar{p}p$, on l'a vu en général sous forme $(\eta\pi^\pm)$. Mais le résultat de notre analyse sur ce sujet, en se basant sur une grande statistique, a mis en doute l'existence du δ , tout au moins dans notre expérience. Tant que l'on ne pourra pas écarter l'influence du ω dans le lot d'événements à étudier, je pense que l'on ne pourra pas confirmer de façon sûre l'existence du méson δ dans les expériences d'annihilation en pions à haute multiplicité. Le même effet se produit dans la recherche du méson D.

4°) - A l'heure actuelle, il n'y a pas encore de théorie qui soit capable d'expliquer le mécanisme de production des résonances lourdes.

Du fait que les signaux observés sont faibles dans cette expérience, nous ne sommes pas en mesure d'analyser ces signaux avec le modèle d'échange ou le modèle périphérique. Cependant, nous pouvons penser qu'il existe sans doute des résonances lourdes qui se désintègrent en cascade pour donner naissance aux particules observées dans l'état final. Notre méthode d'analyse nous a permis de mettre en évidence ce phénomène. Le schéma suivant résume les faits observés.



D'après ce schéma, on voit qu'il y a une certaine analogie entre le phénomène de désexcitation des noyaux et celui de désintégration des résonances lourdes.

CONCLUSION :

Bien que l'analyse des résultats expérimentaux se heurte à de sérieuses difficultés dues à la présence d'un fond important produit par le grand nombre de combinaisons des particules observées dans l'état final, cette expérience à très haute statistique, sans précédent, nous a permis de mettre en évidence l'existence d'un nombre important de résonances mésoniques lourdes et de donner de précieuses informations sur leur mode de désintégration.

Les signaux que nous avons observés sont faibles; il est cependant remarquable qu'ils aient tous des masses correspondant aux résonances récemment découvertes, en particulier les résonances mésoniques lourdes signalées par la technique du spectromètre de masse manquante du CERN *) .

Dans la réaction (1) $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^-$, les résonances suivantes ont été observées :

le A_2 (1280 MeV)

le $(A_2\pi)$ (1700 MeV) correspondant au ρ (1710)

le $(\rho\pi\pi)$ (1850 MeV) correspondant au η_A (1830)

le $(\rho\pi\pi)$ (1960 MeV)

le $(f\pi\pi)$ (1964 MeV) } correspondant aux résonances dans la
région S(1930)

le $(f\pi\pi)$ (2134 MeV) correspondant aux résonances dans la
région ρ (2100)

le $\{(\rho\pi\pi)_{1960}\pi\}$ (2375) correspondant aux résonances dans la
région U(2375)

le $\{(A_2\pi)_{1700}\pi\}$ (2475) que nous avons appelé Q, correspon-
dant à la résonance X(2500).

Dans la réaction (2) $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^-\pi^0$, nous avons observé deux signaux très faibles du A_1 et du A_2 associés à l' ω^0 , un autre signal assez frappant de $(\rho^\pm \rho^0 \pi^\mp)$ correspondant à la masse de la région T(2200).

La question se pose de savoir pourquoi nous avons observé plus de résonances lourdes dans la réaction (1) que dans la réaction (2). A ce stade d'analyse, nous ne sommes pas en mesure de donner des explications précises, mais il semblerait que l'analyse de certaines résonances, par exemple le δ et le D, soit gênée par la forte production du ω^0 .

Quoique nous n'ayons pas pu déterminer les nombres quantiques de ces signaux, leurs présences même permettent de confirmer les prédictions du modèle des pôles de Regge et de certains modèles de quarks.

A l'heure actuelle, il n'existe pas de théorie pour expliquer le mécanisme de production de ces résonances, mais nous pouvons imaginer qu'elles

*) A ce stade d'analyse, nous voulons confirmer ou infirmer l'existence de certaines résonances lourdes déjà signalées par les expériences de chambre à bulles. Celles qui ne sont pas signalées par ces expériences et sont observées dans la nôtre, à cause de leur faible intensité, ne seront pas traitées dans ce travail et feront l'objet d'une étude ultérieure.

peuvent provenir de la désintégration de résonances plus lourdes. Elles se désintègreraient à leur tour, en cascade, en mésons moins lourds pour donner naissance finalement aux mésons π .

Les résultats que nous avons obtenus montrent que des expériences de formation $\bar{p}p$ sont nécessaires pour préciser les caractéristiques de ces résonances lourdes. Il est souhaitable aussi de réaliser des expériences $\bar{p}p$ à plus haute énergie (~ 10 GeV/c) pour étudier le comportement des résonances mésoniques lourdes et leur mécanisme de production en fonction de la multiplicité. En effet, les résultats que nous avons obtenus et ceux donnés par le spectromètre de masse manquante suggèrent qu'à haute énergie, les résonances lourdes sont mieux observées à faible multiplicité. Toutes ces expériences devront être faites avec de très hautes statistiques pour éviter les fluctuations qui risqueraient de donner de faux signaux.

A P P E N D I C E I



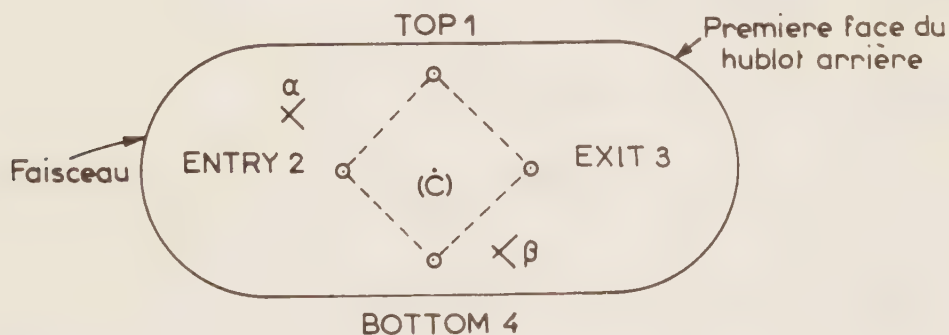
UNE METHODE DE SIMPLIFICATION DES PREMESURES D'EVENEMENTS DE CLICHES DE CHAMBRE A BULLES POUR LE TRAITEMENT AU H.P.D.

PRINCIPE DE LA METHODE :

Lorsque l'on connaît la disposition exacte des pieds optiques des caméras de prise de vue de la chambre à bulles, il est possible de retrouver, à partir de deux vues, les points correspondants sur la troisième vue. Ce principe est à la base même de la méthode de mesure graphique des clichés de chambre à bulles. (*).

Prenons par exemple, dans notre cas, la chambre à bulles à hydrogène de 2 mètres du C.E.R.N. La disposition des quatre caméras de prise de vue (TOP 1, ENTRY 2, EXIT 3, BOTTOM 4), en projection sur la première face du hublot arrière est schématisée dans la figure a.

Fig.a

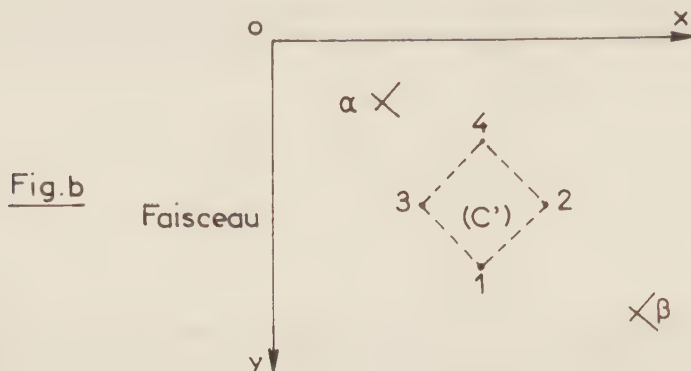


α et β étant deux croix fiduciaires gravées sur la surface du hublot, les pieds des axe optiques de ces caméras se situent sur les quatre sommets d'un carré (C).

(*) V. BORELLI et al. Il Nuovo Cimento Vol. X. Série X. n°3, p. 525 (1958)

Supposons que, premièrement, les caméras ont des objectifs presque identiques; deuxièmement que l'effet de déformation optique est négligeable dans la région où se trouvent les événements à étudier. (Nous verrons par la suite que ces deux conditions sont réalisables). Il nous sera alors possible de superposer les images des deux croix fiduciaires α , β des quatre vues.

Les images d'un point dans la chambre données par les quatre caméras formeront alors un carré C' semblable à C ; l'ordre des images étant, cette fois-ci, inversé par rapport à celui des caméras, comme le montre la figure b.



On voit, d'après la figure b, qu'il suffit d'avoir les coordonnées de deux des projections du point pour pouvoir déduire celles des deux autres.

Description de la méthode

A - Positionnement des deux vues prémesurées

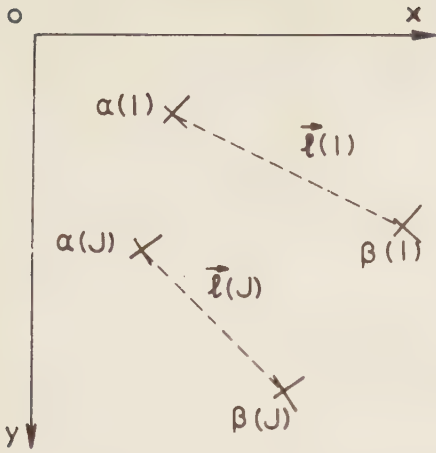
Nous utilisons un système d'axes oxy qui est lié au bloc de codeurs de la table de prémesure dont la description se trouve dans la référence (***) .

La figure c schématise les projections des images α , β des deux vues à prémesurer sur la table.

Nous choisissons, arbitrairement, une des deux vues comme vue de référence et l'autre vue comme vue auxiliaire. Nous attribuons, par la suite, un indice I à toutes les grandeurs concernant la vue de référence et un indice J à toutes les grandeurs concernant la vue auxiliaire.

(***) C. DE LA VAISSIERE : Rapport interne "Programmation HPD, TRAITEMENT DE LA PREMESURE" 20.6.1965

Fig.c



Par définition, nous noterons :

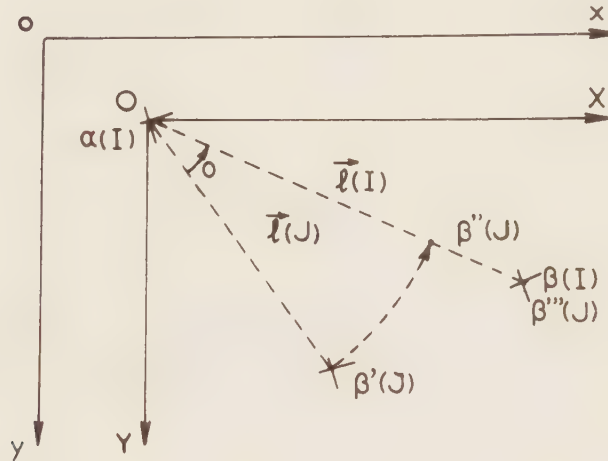
$$\alpha(I) \begin{cases} a^*(\alpha, I) \\ b^*(\alpha, I) \end{cases} ; \quad \beta(I) \begin{cases} a^*(\beta, I) \\ b^*(\beta, I) \end{cases}$$

$$\alpha(J) \begin{cases} a^*(\alpha, J) \\ b^*(\alpha, J) \end{cases} ; \quad \beta(J) \begin{cases} a^*(\beta, J) \\ b^*(\beta, J) \end{cases}$$

Les coordonnées des marques fiduciaires et $\vec{l}(I)$, $\vec{l}(J)$, les vecteurs $\overrightarrow{\alpha(I)\beta(I)}$, $\overrightarrow{\alpha(J)\beta(J)}$.

Pour positionner les deux vues pré-mesurées dans un même plan, nous effectuons les opérations suivantes : (Fig.d)

Fig.d



a) : Translation : On fait une translation du vecteur $\vec{l}(J)$ pour que $\alpha(J)$ vienne se superposer sur $\alpha(I)$; ceci entraîne que :

$$\{a^*(\alpha, J) ; b^*(\alpha, J)\} = \{a^*(\alpha, I) ; b^*(\alpha, I)\}$$

$\beta(J)$ devient alors $\beta'(J)$ avec, comme nouvelles coordonnées $\{a^{**}(\beta', J) ; b^{**}(\beta', J)\}$ qui sont exprimées par les relations suivantes :

$$\begin{cases} a^{**}(\beta', J) = a^*(\beta, J) + \{a^*(\alpha, I) - a^*(\alpha, J)\} \\ b^{**}(\beta', J) = b^*(\beta, J) + \{b^*(\alpha, I) - b^*(\alpha, J)\} \end{cases}$$

b) : Rotation : On se place maintenant dans un système de référence OXY qui a pour origine 0, le point $\alpha(I)$ et les axes parallèles aux précédents.

Les nouvelles coordonnées de $\alpha(I)$, $\beta(I)$, $\alpha(J)$ et $\beta(J)$ par rapport aux axes OX, OY, sont alors respectivement : $(0,0)$, $\{A(\beta, I); B(\beta, I)\}$, $(0,0)$ et $\{A(\beta', J); B(\beta', J)\}$ avec :

$$A(\beta, I) = a^*(\beta, I) - a^*(\alpha, I)$$

$$B(\beta, I) = b^*(\beta, I) - b^*(\alpha, I)$$

$$A(\beta', J) = a^{**}(\beta', J) - a^*(\alpha, I) = a^*(\beta, J) - a^*(\alpha, J)$$

$$B(\beta', J) = b^{**}(\beta', J) - b^{**}(\alpha, I) = b^*(\beta, J) - b^*(\alpha, J)$$

On fait alors une rotation de $\vec{\ell}(J)$ autour de 0 d'un angle θ pour amener $\beta'(J)$ sur $\vec{\ell}(I)$ au point $\beta''(J)$. Les coordonnées de $\beta''(J)$ $\{A(\beta'', J); B(\beta'', J)\}$ se déduisent de $\beta'(J)$ $\{A(\beta', J); B(\beta', J)\}$ par les formules suivantes :

$$A(\beta'', J) = A(\beta', J) \cos \theta - B(\beta', J) \sin \theta$$

$$B(\beta'', J) = A(\beta', J) \sin \theta + B(\beta', J) \cos \theta$$

avec :

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{m\{\vec{\ell}(I)\} - m\{\vec{\ell}(J)\}}{1 + m\{\vec{\ell}(I)\} \cdot m\{\vec{\ell}(J)\}}$$

$$\text{ou} \quad \begin{cases} m\{\vec{\ell}(I)\} = \frac{b^*(\beta, I) - b^*(\alpha, I)}{a^*(\beta, I) - a^*(\alpha, I)} \\ m\{\vec{\ell}(J)\} = \frac{b^*(\beta, J) - b^*(\alpha, J)}{a^*(\beta, J) - a^*(\alpha, J)} \end{cases}$$

(En pratique, $\operatorname{tg} \theta \approx \theta$)

c) : Homothétie : On fait subir au vecteur $\overrightarrow{0\beta''(J)}$ une homothétie pour amener $\beta''(J)$ en $\beta'''(J)$ de coordonnées $\{A(\beta''', J); B(\beta''', J)\}$

$$\text{avec :} \quad \begin{cases} A(\beta''', J) = \lambda A(\beta'', J) \\ B(\beta''', J) = \lambda B(\beta'', J) \end{cases}$$

et :

$$\lambda = \frac{|\vec{x}(I)|}{|\vec{x}(J)|} = \frac{[\{a^*(\beta, I) - a^*(\alpha, I)\}^2 + \{b^*(\beta, I) - b^*(\alpha, I)\}^2]^{1/2}}{[\{a^*(\beta, J) - a^*(\alpha, J)\}^2 + \{b^*(\beta, J) - b^*(\alpha, J)\}^2]^{1/2}}$$

D'après ces relations, il est possible de déterminer λ pour que $\beta''(J)$ vienne coïncider avec $\beta(I)$.

d) : Expression de $\{A(\beta'', J) ; B(\beta'', J)\}$ dans le système OXY :

Les coordonnées de $\beta''(J)$ exprimées dans le système OXY par rapport à la vue de référence I, sont données par les relations suivantes :

$$(1') \quad \begin{cases} a(\beta, J) = a(\beta'', J) = a(\beta, I) = a^*(\alpha, I) + \\ \quad + \lambda [\{a^*(\beta, J) - a^*(\alpha, J)\} \cos \theta - \{b^*(\beta, J) - b^*(\alpha, J)\} \sin \theta] \\ \\ b(\beta, J) = b(\beta'', J) = b(\beta, I) = b^*(\alpha, I) + \\ \quad + \lambda [\{a^*(\beta, J) - a^*(\alpha, J)\} \sin \theta + \{b^*(\beta, J) - b^*(\alpha, J)\} \cos \theta] \end{cases}$$

Les relations (1') nous permettent de faire coïncider les croix $\alpha(J)$, $\beta(J)$ avec les croix $\alpha(I)$, $\beta(I)$ de la vue de référence. Lorsque la superposition est réalisée, tout point $\{a^*(n, J) ; b^*(n, J)\}$ de la vue J est transformé en un point $\{a(n, J) ; b(n, J)\}$ par rapport à la vue de référence I. Avec

$$\begin{cases} a(n, J) = a^*(\alpha, I) + \lambda [\{a^*(n, J) - a^*(\alpha, J)\} \cos \theta - \{b^*(n, J) - b^*(\alpha, J)\} \sin \theta] \\ b(n, J) = b^*(\alpha, I) + \lambda [\{a^*(n, J) - a^*(\alpha, J)\} \sin \theta + \{b^*(n, J) - b^*(\alpha, J)\} \cos \theta] \end{cases} \quad (1)$$

$$\text{où} \quad \lambda = \frac{[\{a^*(\beta, I) - a^*(\alpha, I)\}^2 + \{b^*(\beta, I) - b^*(\alpha, I)\}^2]^{1/2}}{[\{a^*(\beta, J) - a^*(\alpha, J)\}^2 + \{b^*(\beta, J) - b^*(\alpha, J)\}^2]^{1/2}}$$

$$\text{et} \quad \theta = \arctg \left[\frac{\frac{b^*(\beta, I) - b^*(\alpha, I)}{a^*(\beta, I) - a^*(\alpha, I)} - \frac{b^*(\beta, J) - b^*(\alpha, J)}{a^*(\beta, J) - a^*(\alpha, J)}}{1 + \frac{b^*(\beta, I) - b^*(\alpha, I)}{a^*(\beta, I) - a^*(\alpha, I)} \cdot \frac{b^*(\beta, J) - b^*(\alpha, J)}{a^*(\beta, J) - a^*(\alpha, J)}} \right]$$

En résumé, pour avoir la valeur de $\{a(n,J) ; b(n,J)\}$, il suffit d'avoir les quantités suivantes :

$$\left. \begin{array}{l} \{a^*(\alpha,I) ; b^*(\alpha,I)\} \\ \{a^*(\beta,I) ; b^*(\beta,I)\} \\ \{a^*(\alpha,J) ; b^*(\alpha,J)\} \\ \{a^*(\beta,J) ; b^*(\beta,J)\} \end{array} \right\} \text{ (Ces quantités sont presque constantes pour chaque vue).}$$

et $\{a^*(n,J) ; b^*(n,J)\}$

B - Equation du cercle passant par trois points connus

Connaissant, pour chaque trace, les coordonnées des trois points $\{a(n,I) ; b(n,I)\}$ de prémesure dans la vue de référence I et celles $\{a(n,J) ; b(n,J)\}$ dans la vue auxiliaire J (transformée par rapport à la vue de référence I). Nous cherchons maintenant les équations des cercles passant respectivement par $\{a(n,I) ; b(n,I)\}$ et $\{a(n,J) ; b(n,J)\}$ où $n = 1,2,3$.

Les équations sont de la forme suivante :

$$x^2 + y^2 + 2 A(P)x + 2 B(P)y + C(P) = 0 \quad V(P)$$

$$\text{avec } A(P) = -\frac{1}{4D(P)} \left| \begin{array}{cc} \{a(1,P)\}^2 + \{b(1,P)\}^2 & b(1,P) \\ \{a(2,P)\}^2 + \{b(2,P)\}^2 & b(2,P) \\ \{a(3,P)\}^2 + \{b(3,P)\}^2 & b(3,P) \end{array} \right| \begin{array}{c} 1 \\ 1 \\ 1 \end{array}$$

$$B(P) = -\frac{1}{4D(P)} \left| \begin{array}{cc} a(1,P) \{a(1,P)\}^2 + \{b(1,P)\}^2 & 1 \\ a(2,P) \{a(2,P)\}^2 + \{b(2,P)\}^2 & 1 \\ a(3,P) \{a(3,P)\}^2 + \{b(3,P)\}^2 & 1 \end{array} \right| \begin{array}{c} 1 \\ 1 \\ 1 \end{array}$$

$$C(P) = -\frac{1}{2D(P)} \left| \begin{array}{ccc} a(1,P) & b(1,P) & \{a(1,P)\}^2 + \{b(1,P)\}^2 \\ a(2,P) & b(2,P) & \{a(2,P)\}^2 + \{b(2,P)\}^2 \\ a(3,P) & b(3,P) & \{a(3,P)\}^2 + \{b(3,P)\}^2 \end{array} \right|$$

$$D(P) = \frac{1}{2} \left| \begin{array}{cc} a(1,P) & b(1,P) \\ a(2,P) & b(2,P) \\ a(3,P) & b(3,P) \end{array} \right| \begin{array}{c} 1 \\ 1 \\ 1 \end{array}$$

$$P = \left\{ \begin{array}{ll} I & \text{pour la vue de référence} \\ J & \text{pour la vue auxiliaire} \\ K & \text{pour la vue reconstruite, dont nous parlerons plus loin.} \end{array} \right.$$

C - Points correspondants entre les vues I et J

Nous voulons chercher les points sur $V(J)$ correspondant aux points $\{a(n,I) ; b(n,I)\}$ sur $V(I)$. Si nous examinons la configuration géométrique des prises de vues de la chambre de 2 mètres du CERN, en principe, nous pouvons avoir 24 manières possibles de combiner 2 à 2 des quatre caméras. Mais, en pratique, pour éviter certaines difficultés dans la reconstruction géométrique des traces, il est préférable d'utiliser les huit combinaisons schématisées dans la figure e :

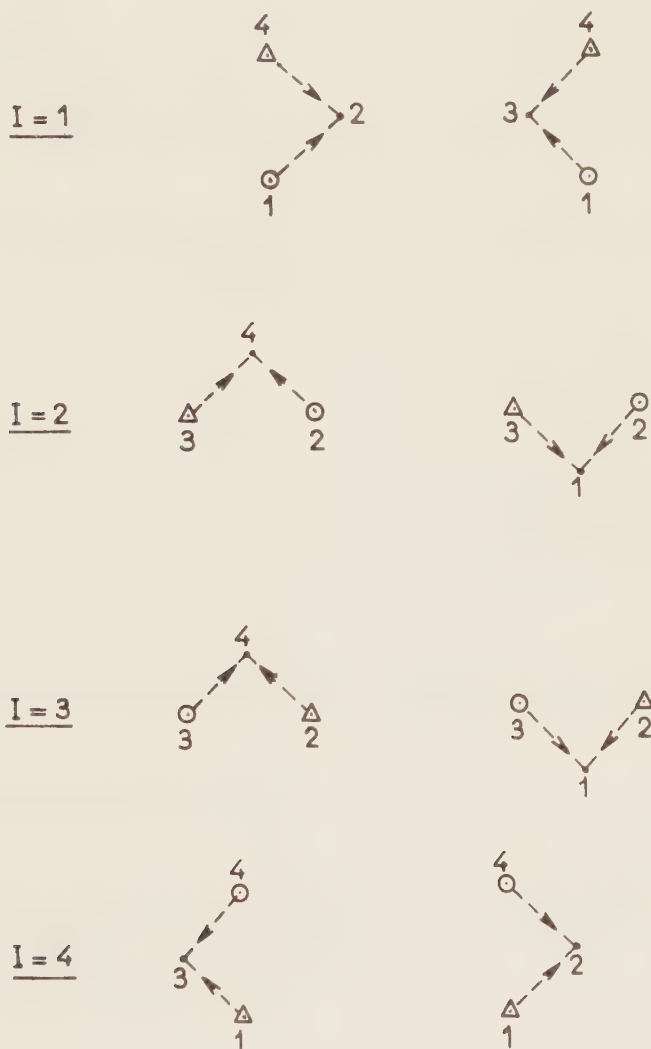


Fig.e

D'après cette figure, nous avons des configurations simples. Pour trouver les points correspondants sur les deux vues I et J, il suffit de connaître :

- 1°: La pente $m(I,J)$ de la droite passant par les points correspondants à l'apex de l'événement sur les vues I et J.

Nous faisons $n=1$ pour les couples de points $\{a(n,I) ; b(n,I)\}$ et $\{a(n,J) ; b(n,J)\}$ et nous obtenons :

$$m(I,J) = \frac{b(1,J) - b(1,I)}{a(1,J) - a(1,I)}$$

2° : L'équation des droites ayant $m(I,J)$ comme pente et passant par $\{a(n,I) ; b(n,I)\}$ avec $n=2$ et 3 :

$$y = m(I,J)x + \{b(n,I) - m(I,J).a(n,I)\} \quad (A)$$

3° : L'intersection du cercle $V(J)$ et les droites (A) avec $n=2$ et 3 :

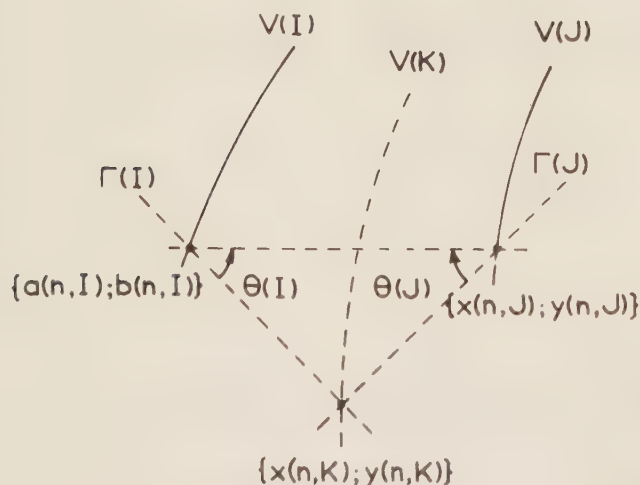
$$x(n,J) = \frac{-F \pm [F^2 - \{1+m^2(I,J)\}\{H^2+2B(J).H+C(J)\}]^{1/2}}{1 + m^2(I,J)}$$

$$y(n,J) = m(I,J) . x(n,J) + H$$

avec : $H = b(n,I) - m(I,J) . a(n,I)$
et $F = A(J) + m(I,J)\{B(J) + H\}$

D - Recherches des points de la vue K à reconstruire correspondant aux points $\{a(n,I) ; b(n,I)\}$ et $\{x(n,J) ; y(n,J)\}$

Fig. f



Notre procédé est le suivant (figure f) :

1°/ On cherche des droites $\Gamma(I)$ et $\Gamma(J)$ qui passent respectivement par les points $\{a(n,I) ; b(n,I)\}$ et $\{x(n,J) ; y(n,J)\}$.

Les équations de ces droites sont :

$$y = m(I)x + \{b(n,I) - m(I)a(n,I)\} \quad \Gamma(I)$$

$$y = m(J)x + \{y(n,J) - m(J).x(n,J)\} \quad \Gamma(J)$$

où $m(I)$ et $m(J)$ sont respectivement les pentes de $\Gamma(I)$ et $\Gamma(J)$.

Elles dépendent de la configuration géométrique des caméras I , J et K , comme le montre la figure e

et s'expriment de la façon suivante :

$$m(I) = \frac{m(I,J) - \operatorname{tg}\theta(I)}{1 + \operatorname{tg}\theta(I) \cdot m(I,J)}$$

$$m(J) = \frac{m(I,J) - \operatorname{tg}\theta(J)}{1 + \operatorname{tg}\theta(J) \cdot m(I,J)}$$

où $\theta(I)$ (ou $\theta(J)$) est l'angle entre $\Gamma(I)$ (ou $\Gamma(J)$) et la droite passant par les deux points $\{a(n,I) ; b(n,I)\}$ et $\{x(n,J) ; y(n,J)\}$. D'après la figure e, les θ peuvent avoir seulement deux valeurs : 45° et 135° . Le tableau I suivant résume les valeurs possibles de $m(I)$ et $m(J)$.

$\theta(I), \theta(J)$	$\operatorname{tg}\theta(I), \operatorname{tg}\theta(J)$	$m(I), m(J)$
45°	1	$\frac{m(I,J)-1}{1+m(I,J)}$
135°	-1	$\frac{m(I,J)+1}{1-m(I,J)}$

Tableau n° I

On voit que $m(I)$ et $m(J)$ dépendent seulement de $m(I,J)$.

2°/ On cherche les points d'intersection de $\Gamma(I)$ et $\Gamma(J)$. Un calcul simple nous donne l'expression suivante des points d'intersection de $\Gamma(I)$ et $\Gamma(J)$.

$$x(n,K) = \frac{\{y(n,J)-b(n,I)\} + \{m(I)a(n,I)-m(J)x(n,J)\}}{m(I) - m(J)}$$

$$y(n,K) = \frac{\{m(I)y(n,J)-m(J)b(n,I)\} - m(I)m(J)\{x(n,J)-a(n,I)\}}{m(I) - m(J)}$$

(a)

$n = 1, 2, 3$

$m(I) \neq m(J)$

Dans certains cas particuliers, la formule (a) peut-être exprimée par des relations plus simples. Nous avons résumé les résultats de ces calculs dans le tableau II :

VUES I.J.K.	m(I)	m(J)	Si m(I,J) =	FORMULE POUR x(n,K), y(n,K)
3.2.1.	M	N	0	(b)
2.3.1.	N	M	0	(c)
3.2.4.	N	M	0	(c)
2.3.4.	M	N	0	(b)
1.4.2.	M	N	∞	(d)
4.1.2.	N	M	∞	(e)
1.4.3.	N	M	∞	(e)
4.1.3.	M	N	∞	(d)

Tableau n° II

$$M = \frac{m(I,J)-1}{1+m(I,J)}$$

$$N = \frac{m(I,J)+1}{1-m(I,J)}$$

$$(b) \quad \begin{cases} x(n,K) = \frac{1}{2}\{a(n,I) + x(n,J) - y(n,J) + b(n,I)\} \\ y(n,K) = \frac{1}{2}\{y(n,J) + b(n,I) - x(n,J) + a(n,I)\} \end{cases}$$

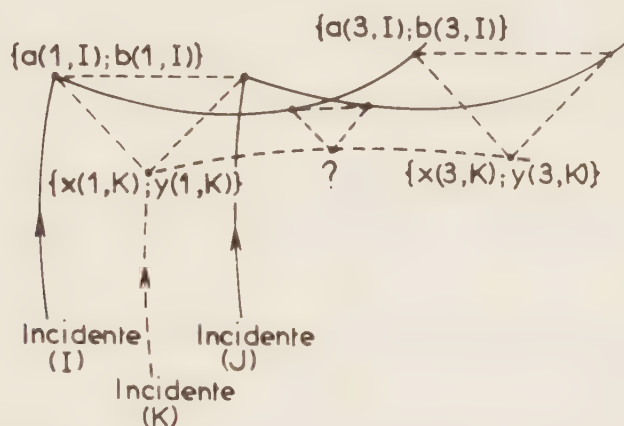
$$(c) \quad \begin{cases} x(n,K) = \frac{1}{2} \{y(n,J) - b(n,I) + a(n,I) + x(n,J)\} \\ y(n,K) = \frac{1}{2} \{y(n,J) + b(n,I) + x(n,J) - a(n,I)\} \end{cases}$$

$$(d) \quad \begin{cases} x(n,K) = \frac{1}{2} \{y(n,J) - b(n,I) + a(n,I) + x(n,J)\} \\ y(n,K) = \frac{1}{2} \{y(n,J) + b(n,I) + x(n,J) - a(n,I)\} \end{cases}$$

$$(e) \quad \begin{cases} x(n,K) = -\frac{1}{2} \{y(n,J) - b(n,I) + a(n,I) + x(n,J)\} \\ y(n,K) = \frac{1}{2} \{y(n,J) + b(n,I) - x(n,J) + a(n,I)\} \end{cases}$$

~~~~~  
 Cas particulièrement difficile à traiter où la trace secondaire fait un angle  
 presque droit avec l'incidente (Ce cas est représenté dans la figure g) :  
 ~~~~~

Fig.g



D'après cette figure, nous voyons que la difficulté de la reconstruction géométrique vient du fait qu'avec le procédé décrit précédemment (C), nous n'arriverons pas à déterminer correctement le point $\{x(2,J) ; y(2,J)\}$, ce qui entraînera que le point $\{x(2,K) ; y(2,K)\}$ sera mal situé.

Pour améliorer la méthode dans ce cas particulier, nous utilisons le procédé suivant :

Nous cherchons sur les deux vues I et J les coordonnées $\{z(0,I) ; y(0,I)\}$ et $\{x(0,J) ; y(0,J)\}$ du milieu de la trace.

Pour alléger la figure g, j'ai seulement représenté la vue I

dans la figure h .

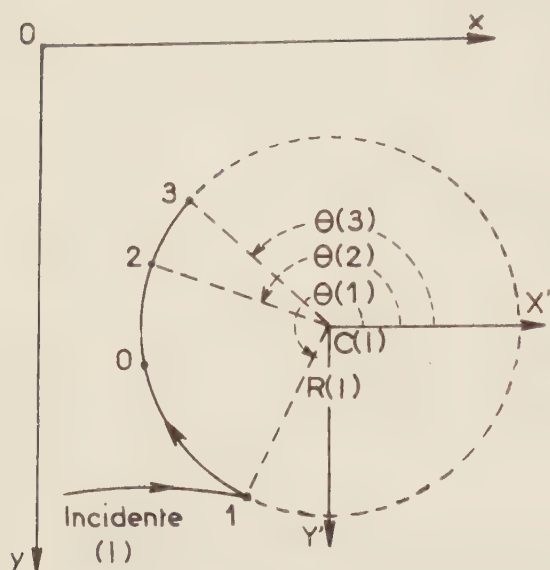


Fig. h

$\overline{(I)1}$ représente l'incidente dans la vue I .
- l'arc $\widehat{123}$ du cercle de centre C(I) représente la trace secondaire.

R(I) représente le rayon du cercle C(I) .

0 représente le milieu de la trace.

Nous connaissons les cinq quantités suivantes :

$$1\{a(1,I);b(1,I)\}$$

$$2\{a(2,I);b(2,I)\}$$

$$3\{a(3,I);b(3,I)\}$$

$$C\{x(C,I) ; y(C,I)\} = \{-A(I);-B(I)\}$$

$$R(I) = \{A^2(I) + B^2(I) - C\}^{1/2}$$

Donc, nous pouvons déterminer les angles $\theta(1)$, $\theta(2)$, $\theta(3)$ que font les vecteurs $\overrightarrow{C(I)1}$, $\overrightarrow{C(I)2}$, $\overrightarrow{C(I)3}$ respectivement avec l'axe $C(I)X'$ parallèle à l'axe OX .

Ils ont les expressions suivantes :

$$\theta(n) = \text{Arc cos} \left[\frac{x(n,I) - x(C,I)}{R(I)} \right]$$

$$\theta(n) = \text{Arc sin} \left[\frac{y(n,I) - y(C,I)}{R(I)} \right] \quad n = 1, 2, 3$$

Suivant les valeurs des $\theta(n)$ nous pouvons avoir seulement deux expressions pour $\theta(0)$, angle entre $\overrightarrow{C(I)X'}$ et $\overrightarrow{C(I)0}$.

$$\text{Pour} \quad \begin{cases} \theta(1) > \theta(2) > \theta(3) \\ \theta(3) > \theta(2) > \theta(1) \end{cases}$$

$$\text{On a} : \quad \theta(0) = \frac{\theta(1) + \theta(3)}{2}$$

$$\text{Pour} \quad \begin{cases} \theta(2) > \theta(1) > \theta(3) \\ \theta(1) > \theta(3) > \theta(2) \\ \theta(2) > \theta(3) > \theta(1) \\ \theta(3) > \theta(1) > \theta(2) \end{cases}$$

$$\text{On a : } \theta(0) = \frac{\theta(1) + \theta(3)}{2} + \pi$$

Finalement, les coordonnées du point 0 sont données par :

$$x(0,I) = x(C,I) + R(I) \cos\theta(0)$$

$$y(0,I) = y(C,I) + R(I) \sin\theta(0)$$

Pour la vue J , le même calcul est effectué. Ainsi, connaissant $\{x(0,I);y(0,I)\}$, $\{x(0,J) ; y(0,J)\}$, nous pouvons déduire $\{x(0,K) ; y(0,K)\}$, ce qui résoud notre problème.

A P P E N D I C E II



En quelques mots, définissons la signification de la "Dualité" (réf. 18) qui est une nouvelle notion sur les interactions hadroniques, très importante du point de vue théorique.

On a de bonnes raisons de croire, d'après les résultats expérimentaux et théoriques, que l'amplitude de diffusion de la collision de deux hadrons $A(s,t)$ a le comportement de Regge à la limite asymptotique ($s > 10 \text{ GeV}^2$) c'est à dire :

$$A^{(s)}(s,t) \underset{\substack{s \text{ grand} \\ t \text{ fixe}}}{\simeq} \sum_k \beta_k \frac{1 + \tau_k e^{-i\pi\alpha_k(t)}}{\sin \pi\alpha_k(t)} \cdot \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_k(t)} \equiv \sum_k R_k(s,t)$$

où $\tau_k = \pm 1$ est la signature et $(1 + \tau_k e^{-i\pi\alpha_k(t)})$ est le facteur de signature.

Ceci veut dire que l'échange des trajectoires de Regge dans la voie croisée domine dans la diffusion à haute énergie.

Par contre, dans la région des basses énergies ($s < 3 \text{ GeV}^2$), c'est le processus de résonance qui domine dans l'amplitude de diffusion, dans laquelle $A^{(s)}(s,t)$ est écrite comme une somme d'un nombre fini de résonances dans la voie directe (voie s), résonances dont la largeur est souvent considérée comme nulle.

$$A^{(s)}(s,t) \simeq \sum_i \frac{b_i(t)}{s - M_i^2} P_{J_i}(\cos \theta_s)$$

M_i et J_i étant la masse et le spin de la $i^{\text{ème}}$ résonance.

Récemment, on vient de réaliser que ces deux descriptions ont un recouvrement et peuvent être considérées en même temps (simultanément) comme deux moyens possibles, complémentaires, quoique incomplets pour décrire l'amplitude d'une réaction. Il semble qu'il existe une dualité entre la description des collisions hadroniques par échange de pôles de Regge dans les voies croisées et la description par échange de résonances dans la voie directe.

A P P E N D I C E III



VALEURS POSSIBLES DE L'ISOSPIN DU SYSTEME $(\rho^0 \pi \rho)$

On peut déterminer l'isospin total J du système $(\rho^0 \pi \rho)$ en couplant d'abord deux des particules et le résultat à la troisième. Dans le cas actuel, il est avantageux d'utiliser le couplage $(\rho \pi) \rho^0$.

Soit $i_1 m_1, i_2 m_2, i_3 m_3$ les isospins et les charges des particules $(\rho \pi)$ et ρ^0 respectivement ($i_1 = i_2 = i_3 = 1; m_3 = 0$). On a plus précisément (A. MESSIAH II App.) :

$$\begin{aligned} |\rho \pi \rho^0\rangle &= |i_1 m_1 i_2 m_2 i_3 m_3\rangle \\ &= \sum_{I_3} \langle I_3 I_{3z} | i_1 m_1 i_2 m_2 \rangle | (i_1 i_2) I_3, i_3 \rangle \\ &= \sum_{I_3 J} \langle I_3 I_{3z} | i_1 m_1 i_2 m_2 \rangle \langle J J_z | I_3 I_{3z} i_3 m_3 \rangle \underbrace{| (i_1 i_2) I_3, i_3; J J_z \rangle}_{| I_3, J \rangle} \end{aligned}$$

Les sommations sur I_3 et J s'étendent sur toutes les valeurs permises par les couplages.

APPLICATION :

$$(a) \quad |\rho^0 \pi^0 \rho^0\rangle = \sum_{I_3 J} \langle I_3 0 | 1 0 1 0 \rangle \langle J 0 | I_3 0 1 0 \rangle | I_3, J \rangle$$

I_3 peut, à priori, prendre les valeurs 0, 1 ou 2 mais, pour $I_3=1$, le coefficient de CLEBSCH-GORDAN $\langle 10 | 10 10 \rangle = 0$. Il reste $I_3 = 0$ d'où $J = 1$ ou $I_3 = 2$ d'où $J = 1$ ou 3, car $\langle 1020 | 20 \rangle = 0$. Dans ce cas, l'isospin total ne peut donc prendre que les valeurs $J = 1$ ou 3.

$$(b) \quad |\rho^0 \pi^\pm \rho^0\rangle = \sum_{I_3 J} \langle I_3, \pm 1 | 10 1, \pm 1 \rangle \langle J, \pm 1 | I_3, \pm 1 10 \rangle | I_3, J \rangle$$

Aucun coefficient de CLEBSCH-GORDAN apparaissant dans cette sommation n'est nul, mais $I_3=0$ et $J=0$ sont exclus de la sommation à cause de la charge totale $\neq 0$. L'isospin total peut ici prendre les valeurs $J = 1, 2$ ou 3.

$$(c) |\rho^\pm \pi^{\mp} \rho^0\rangle = \sum_{I_3 J} \langle I_3 0 | 1, \pm 1; 1, \bar{1} \rangle \langle J 0 | I_3 0 1 0 \rangle | I_3, J \rangle$$

Les trois valeurs 0, 1 ou 2 sont admises pour I_3 car :

$$\langle I_3 0 | 1, \pm 1; 1, \bar{1} \rangle \neq 0$$

$$I_3 = 0 \Rightarrow J = 1$$

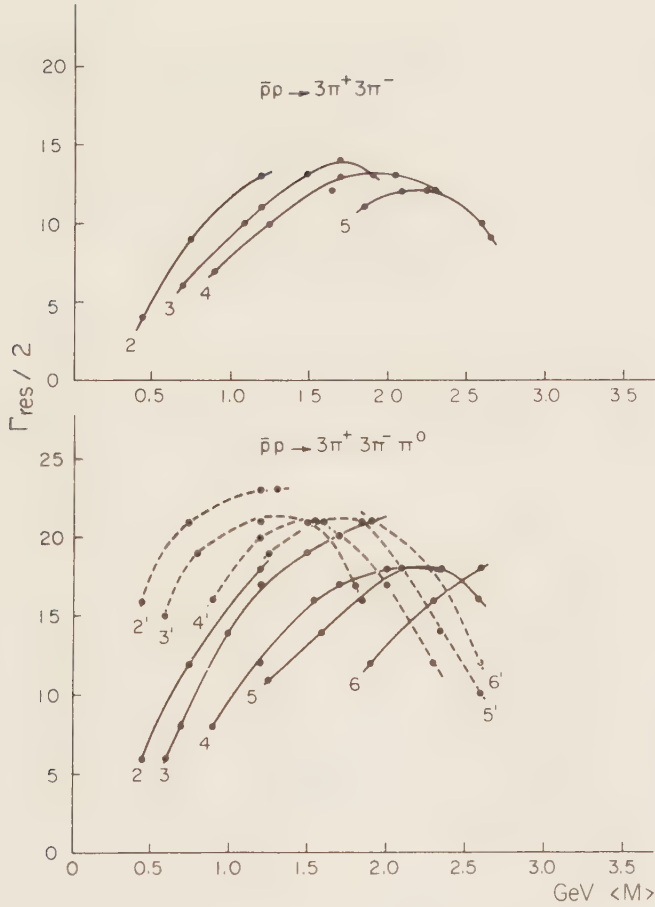
$$I_3 = 1 \Rightarrow J \neq 1 \quad \text{car} \quad \langle 10/10 10 \rangle = 0$$

$$\text{soit } J = 0 \text{ ou } 2$$

$$I_3 = 2 \Rightarrow J \neq 2 \quad \text{car} \quad \langle 20/20 10 \rangle = 0$$

$$\text{soit } J = 1 \text{ ou } 3$$

On peut donc finalement avoir $J = 0, 1, 2 \text{ ou } 3$. On remarque que seul le dernier cas permet d'avoir $= 0$.



Courbes de résolution expérimentale (événements mesurés à Paris)
 Γ_{res} : largeur à mi-hauteur maximale de la distribution des erreurs.

$\langle M \rangle$: masse effective moyenne
 Réaction $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^-$: (2) $M(\pi^+ \pi^-)$;
 (3) $M(\pi^+ \pi^\pm \pi^\mp)$; (4) $M(\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-)$;
 (5) $M(\pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-)$. Réaction
 $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$: (2) $M(\pi^+ \pi^-)$; (3)
 $M(\pi^+ \pi^\pm \pi^\mp)$; (4) $M(\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-)$;
 (5) $M(\pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-)$;
 (6) $M(\pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0)$; (2') $M(\pi^\pm \pi^0)$;
 (3') $M(\pi^+ \pi^- \pi^0)$; (4') $M(\pi^+ \pi^\pm \pi^\mp \pi^0)$;
 (5') $M(\pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0)$;
 (6') $M(\pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0)$.

REFERENCES

- 1 - N. ARMENISE, B. GHIDINI, V. PICCIARELLI, A. ROMANO, G. KAYAS, J. LABERRIGUE-FROLOW, J. TRIDON, L. VIGNERON and T.P. YIOU - Nuovo Cimento Vol. XLA, N.1, p. 273, (1965)
- 2 - N. ARMENISE, B. GHIDINI, V. PICCIARELLI, A. ROMANO, G. KAYAS, J. LABERRIGUE-FROLOW, J. TRIDON, L. VIGNERON and T.P. YIOU - Nuovo Cimento Vol. XLI A. N.1, p. 159 (1966)
- 3 - G. KAYAS, J. LEGUYADER, M. SENE, T.P. YIOU, J. ALITTI, NGUYEN THUC DIEM, G. SMADJA, J. GINESTET, D. MANESSE, TRAN HA ANH, Nucl. Phys. B.5. p. 169, (1968)
- 4 - B.A. DANYSZ, B.R. FRENCH and V. SIMAK, Nuovo Cimento 51 A, 801, (1967)
- 5 - J.A. DANYSZ, B.R. FRENCH, J.B. KINSON, V. SIMAK, J. CLAYTON, P. MASON, H. MUIRHEAD, P. RENTON, Phys. Lett. 24 B, 309, (1967)
- 6 - C. DEFOIX, P. RIVET, J. SIAUD, B. CONFORTO, M. WIDGOFF, F. SHIVELY, Phys. Lett. 28 B, 353, (1968)
- 7 - A. FRIDMAN, G. MAURER, A. MICHALON, J. OUDET, B. SCHIBY, R. STRUB, C. VOLTINI and P. CUER, Phys. Rev. 167, 1268 (1968)
- 8 - Thèse de T. FERBEL, Yale University in Candidacy, U.S.A. (1963)
- 9 - A.H. ACHERMANN CERN 63-6 (1963), P. AMIOT, G. NULLRNS and R. SPONDLIN, CERN 59-20 (1959), F. FRUNGEL, H. KOHLER and H.P. REINHARD, Appl. Opt. 2, 1017 (1963); C. PEYROU, Proc. Int. Conf. H.E.A.I. CERN (1959) (L. KOWARSKI Ed.) p. 454; C. TREPP, Sulzer Tech. Rev. (SWITZ) 45, p. 111, (1963).
- 10 - CERN/TC/200 65-11 (28.9.1965).
- 11 - BRUNO ROSSI, High Energy Particles, Prentice-Hall.
- 12 - H.J. BHABHA, Proc. Roy. Soc. A 164, 257 (1938).
- 13 - H.J. MASSEY and H.C. CORBEN, Pro. Camb. Phil.Soc. 35, 463 (1939)
- 14 - G. PICHON, C. DE LA VAISSIERE et T.P. YIOU, Revue de Physique Appliquée, Tome 4, Juin 1969, p. 317.
- 15 - C. DE LA VAISSIERE (Thèse de Doctorat d'Etat).
- 16 - CHAN H.M. and J. LOSKIEWICZ and W.W.M. ALLISON, Nuovo Cimento, X. Vol. 57 A, pages 93-120 (1968).
- 17 - G. VENEZIANO, Nuovo Cimento, 57 A, 190 (1968)
- 18 - R. DOLEN, D. HORN and C. SCHMID, Phys. Rev. 166, 1768 (1968) M. JACOB, CERN, Th. Ioio, M. JACOB, Th. 1052.
- 19 - CHAN H.M. CERN Th. 1089
- 20 - C. LOVELACE, Phys. Letters 28B, 264 (1968)
- 21 - M. GELL-MANN, Physics Letters, Vol. 8, N.3 (1964), page 214.

- 22 - R.H. DALITZ, Proc. of the Berkeley Conf. (1966)
- 23 - H.W. ATHERTON, W.M.R. BLAIR, L.M. CELNIKIER, V. DOMINGO, B.R. FRENCH, J.B. KINSON, K. MYKLEBOST, B. NELLEN, E. QUERCIGH, R. SCHÄFER, J. BARTKE, J.A. DANYSZ, J. DEBRAY, J. LABERRIGUE-FROLOW, G. PICHON, M. RUMPF, C. DE LA VAISSIERE, T.P. YIOU, Nuclear Physics 8.A.8 B 18, 221, (1970)
- 24 - FONG-CHING CHEN, Nuovo Cimento 62 A , 113 (1969)
- 25 - CHAN HONG-MO, J. LOSKIEWICZ and W.W.M. ALLISON, Nuovo Cimento 57 A, 93, (1968)
- 26 - G. GOLDBABER, W.B. FOWLER, S. GOLDBABER, T.F. HOANG, T.E. KALOGEROPOULOS and W.M. POWELL, Phys. Rev. Letters 3, 181 (1959)
- 27 - G. GOLDBABER, S. GOLDBABER, W. LEE and A. PAIS, Phys. Rev. 120, 300 (1960) H. DREVERMANN - Thèse Université de Bonn (1968)
- 28 - T. FERBAL, A. FIRESTONE, J. SANDWEISS, H.D. TAFT, M. GAILLOUD, T.W. MORRIS, W.J. WILLIS, A.H. BACHMANN, P. BAUMEL and R.M. LEA - Phys. Rev. 143, 1096, (1966)
- 29 - K. BOCKMANN, B. NELLEN, E. PAUL, B. WAGINI, I. BORECKA, J. DIAZ, U. HEEREN, U. LIEBERMEISTER, E. LOHRMANN, E. RAUBOLD, P. SÖDING, S. WOLFF, J. KIDD, L. MANDELLI, L. MOSCA, V. PELOSI, S. RATTI and L. TALLONE - Nuovo Cimento 42 , 954, (1966).
- 30 - D.E. BOHNING, Thèse, Iowa state University (1966)
- 31 - Voir Réf. 4
- 32 - B. CONFORTO, T. JACOBSEN, L. MONTANET, M. WIDGOFF, A. CHEMAMA, C. DEFOIX, P. RIVET, J. SIAUD, Contribution to the Hildelberg International Conference on Elementary Particles (1967).
- 33 - J.A. CLAYTON, Thèse University of Liverpool (1968)
- 34 - A. FRIDMAN, G. MAURER, A. MICHALON, J. OUDET, B. SCHIBY, R. STRUB, C. VOLTOLINI and P. CUER, Contribution to the Lund International Conference on Elementary Particles (1969).
- 35 - F. JAMES-FOWL, A general Monte-Carlo phase space program, CERN program library (1968); F. JAMES, CERN yellow report 68-15 (1968); F. JAMES et M. ROOS, program. library (CERN) minuit D 506 (1.3.1969).
- 36 - Review of particle properties UCRL 8030 Pt. Janv. 1970.
- 37 - a) C. BALTAY, H.H. KUNG, N. YEH, T. FERBEL, P.F. SLATTERY, M. RABIN, H.L. KRAYBILL, Phys. Rev. Lett. 20, 16 (1968) 887.
b) J. BARTSCH, E. KEPPEL, G. KRAUS, R. SPETH, N. TSANOS, C. GROTE, K. LANIUS, S. NOWAK, E. RYSECK, H. BOTTCHER, V.T. COCCONI, J.D. HANSEN, G. KELLNER, U. KRUSE, A. MIHUL, D.R.O. MORRISON, V.I. MOSKALEV, H.TØFTE Nuc1. Phys. B7 (1968) 345-354
c) J.W. LAMSA, N.M. CASON, N.N. BISWAS, I. DERADO, T.H. GROVES, V.P. KENNEY, J.A. POIRIER, W.D. SHEPHARD, Phys. Rev. 166, 5, 1395 (1968)
d) M.L. IOFFREDO, G.W. BRANDENBURG, A.E. BRENNER, B. EISENSTEIN, L. EISENSTEIN, W.H. JOHNSON, Jr., J.K. KIM, M.E. LAW, B.M. SALZBERG, J.H. SCHARENGUIVEL, L.K. SISTERTON, J.J. SZYMANSKI, Phys. Rev. Lett. 21, 16 (1968) 1212
e) I.A. VETLITSKY, V.M. GUSZAVIN, G.K. KLIGER, V.Z. KOLGANOV, A.V. LEBEDEV, G.S. LOMKAZI, V.T. SMOLJANKIN, A.P. SOKOLOV and E.A. SISOEV - Phys. Lett. 21, 5 (1966) 579.

- f) C. CASO, F. CONTE and G. TOMASINI, D. CORDS, J. DIAZ, P. VON HANDEL, L. MANDELLI, S. RATTI, G. VEGNI, P. DARONIAN, A. DAUDIN, B. GAUDOIS, C. KOCHOWSKI, L. MOSCA - Nuovo Cimento 54 A (1968) 983.
- 38 - a) Voir Réf. 4 .
 b) Voir Réf. 5 .
 c) M.N. FOCACCI, W. KIENZLE, B. LEVRAT, B.C. MAGLIC and M. MARTIN. Phys. Rev. Lett. 17 (1966) 890 .
 d) M. ADERHOLZ, J. BARTSCH, R. SCHULTE, R. SPETH, H.H. KAUFMANN, S. NOWAK, M. BARDADIN-OTWINOWSKA, V.T. COCCONI, J.D. HANSEN, J. LOSKIEWICZ, G. KELLNER, A. MIHUL, D.R.O. MORRISON, H. TØFTE, A. ESKREYS, K. JUSZCZAK, D. KISIELEWSKA, P. MALECKI, W. ZIELINSKI, H. PIOTROWSKA, A. WROBLEWSKI - Nucl. Phys. B 11 (1969) 259-276
 e) B.R. FRENCH, J.B. KINSON, R. RIGOPOULOS, V. SIMAK; F. Mc.DONALD, G. PETMEZAS, L. RIDDIFORD - Nuovo Cimento 52 A, 2, (1967) 438.
 f) L. DUBAL, M.N. FOCACCI, W. KIENZLE, C. LECHANOINE, B. LEVRAT, B.C. MAGLIC, M. MARTIN, P. SCHUBELIN, G. CHIKOVANI, M. FISCHER, P.GRIEDER, H.A. NEAL, C. NEF, Nuclear Physics B 3 (1967) 435-440
 g) D. CLINE, J. ENGLISH, D.D. REEDER, R. TERRELL, J. TWITTY - Phys. Rev. Lett. 21, 17 (1968) 1268
- 39 - Réf. 38 (a) et (b).
- 40 - a) T. FERBEL, proc. philadelphia conference on meson spectroscopy - Philadelphia p. 349 (Benjamin N.Y. 1968).
 b) T. FERBEL "The R-region and other multipion resonances", CERN preprint 8750
 c) Réf. 37 (a)
 d) L. MONTANET - Proc. of the lund international Conference on elementary particles (1969) (G. VON DARDEL, Institute of Physics, LUND, SWEDEN) 191-222 .
- 41 - a) Voir réf. 38 (c) et (g)
 b) G. CHIKOVANI, L. DUBAL, M.N. FOCACCI, W. KIENZLE, B. LEVRAT, B.C.MAGLIĆ, M. MARTIN, C. NEF, P. SCHÜBELIN, J. SEGUINOT - Phys. Lett. 22 (1966) 233
 c) E.W. ANDERSON, E.J. BLESER, H.R. BLIEDEN, G.B. COLLINS, D. GARELICK, J. MENES, F. TURKOT, D. BIRNBAUM, R.M. EDELSTEIN, N.C. HIEN, T.J. Mc MAHON, J. MUCCI, J. RUSS - Phys. Rev. Lett. 22 (1969) 1390.
- 42 - H. NICHOLSON, B.C. BARISH, J. PINE, A.V. TOLLESTRUP, J.K. YOH, C. DELORME, F. LOBKOWICZ, A.C. MELISSINOS, Y. NAGASHIMA, A.S. CARROLL, R.H. PHILLIPS, Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 603
- 43 - Voir réf. 38 (b)
- 44 - a) W. KIENZLE, B.C. MAGLIC, B. LEVRAT, F. LEFEBVRES, D. FREYTAG, H.R. BLIEDEN - Phys. Lett. 19 (1965) 438
 b) Voir réf. 6
 c) R. AMMAR, R. DAVIS, W. KROPAC, J. MOTT, D. SLATE, B. WERNER, M.DERRICK, T. FIELDS, F. SCHWEINGRUBER - Phys. Rev. Lett. 21 (1968) 1832
 d) J.H. CAMPBELL, S. LICHTMAN, F.J. LOEFFLER, D.H. MILLER, R.J. MILLER, W.J. MILLER and R.B. WILLMANN - Phys. Rev. Lett. 22 (1969) 1204 .
 e) S. OTWINOWSKI - Phys. Lett. 29B (1969)
- 45 - a) CH. D'ANDLAU, A. ASTIER, M. DELLA NEGRA, L. DOBRZYNSKI, S. WOJCICKI, J. BARLOW, T. JACOBSEN, L. MONTANET, L. TALLONE, M. THOMAS, A.M.ADAMSON, M. BAUBILLIER, J. DUBOC, M. GOLDBERG, E. LEVY, D. EDWARDS, J. LYS - Phys. Lett. 17 (1965) 347.

- b) O.I. DAHL, L.M. HARDY, R.I. HESS, J. KIRZ, D.H. MILLER, Phys. Rev. 163 (1967) 1377.
- c) Voir réf. 44 (b), (d), (e)
- 46 - G. KALBFLEISCH, R. STRAND and V. VANDERBURG - Phys. Lett. 29 B (1969) 259
- 47 - J. CLAYTON, P. MASON, H. MUIREHEAD, P. RENTON, T.A. FILIPPAS, R. RIGOPOULOS, A. VAYAKISERAFIMIDOU. Proc. of the heidelberg international conference on elementary particles (1967) p. 57;
- 48 - G. GOLDHABER, Proc. of the 1967 CERN School of Physics, CERN report 67-24 (1967)
- 49 - H. GOLDBERG, Phys. Rev. Lett. 21 (1968) 778
- 50 - R. BAUD, H. BENZ, B. BOŠNJAKOVIĆ, D.R. BOTTERILL, G. DAMGAARD, M.N. FOCACCI, W. KIENZLE, R. KLANNER, C. LECHANQINE, M. MARTIN, C. NEF, V. ROINISHVILI, P. SCHUBELIN, A. WEITSCH and H. JOSTLEIN, Phys. Lett. 31 B (1970) 549.
- 51 - R. BAUD, H. BENZ, B. BOŠNJAKOVIĆ, D.R. BOTTERILL, G. DAMGAARD, M.N. FOCACCI, W. KIENZLE, R. KLANNER, C. LECHANQINE, M. MARTIN, C. NEF, P. SCHÜBELIN and A. WEITSCH. Phys. Lett. 30 B, (1969) 129
- 52 - M. ABOLINS, R.L. LANDER, W.A.W. MEHLHOP, NGUYEN HUU XUONG, P.M. YAGER, Phys. Rev. Lett. 11 (1963) 381
- 53 - I. BUTTERWORTH, Proc. of the heidelberg International Conference on Elementary Particles (1967) page 33
I. BUTTERWORTH, CERN Preprint 10430, HEP/(MISC/6 - page 41
- 54 - Réf. 40 (a), 40 (b).
- 55 - B.R. FRENCH, 14th International Conference on high-energy physics - Vienna 1968, page 130.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	I
I. PARTIE EXPERIMENTALE	1
CHAPITRE I.1. Conditions expérimentales	2
I.1.1. Description du faisceau 08	2
I.1.2. Description de la chambre à bulles de 2m. du C.E.R.N.	5
I.1.3. Etude de la contamination du faisceau des antiprotons de 3,6 GeV/c	12
CHAPITRE I.2. Analyse expérimentale	19
I.2.1. Dépouillement des clichés	19
I.2.2. Mesure des événements et traitement des données de mesure	20
I.2.3. Critères de séparation des hypothèses	25
II. PARTIE THEORIQUE	27
INTRODUCTION	28
CHAPITRE II.1. Modèles dynamiques des interactions fortes	29
CHAPITRE II.2. Modèles des quarks	33
CONCLUSION	36
III. ANALYSE DES DONNEES EXPERIMENTALES	38
INTRODUCTION	39
CHAPITRE III.1. Caractéristiques générales observées dans les interac- tions $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^- (\pi^0)$ à 3,6 GeV/c	40
CHAPITRE III.2. Méthode d'analyse utilisée	45
III.2.1. Conventions des combinaisons	45
III.2.2. Critères de sélection pour les spectres de masse effective et les combinaisons des particules	46
III.2.3. Evaluation du fond et ajustement sur les spectres de masse	46

CHAPITRE III.3. Recherche des résonances lourdes dans la réaction $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^-$ à 3,6 GeV/c	49
III.3.1. Généralités	49
III.3.2. Système à 3π	53
III.3.3. Système à 4π	55
III.3.4. Système à 5π	60
CHAPITRE III.4. Recherche des résonances lourdes dans la réaction $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$ à 3,6 GeV/c	62
III.4.1. Généralités	62
III.4.2. Système à 3π	65
III.4.3. Système à 4π	67
III.4.4. Système à 5π	69
III.4.5. Système à 6π	72
CHAPITRE III.5. Discussions sur les résultats obtenus	74
CONCLUSION	78
APPENDICE I. Une méthode de simplification des prémesures d'événements de clichés de chambre à bulles pour le traitement au H.P.D.	I.1.
APPENDICE II. Notion de "DUALITE"	II.1
APPENDICE III. Valeurs possibles de l'isospin du système ($\rho^0 \pi \rho$)	III.1

